

EL GRADIENTE RADIAL DE HELIO
EN LA VÍA LÁCTEA.

TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
MÁSTER EN ASTROFÍSICA

PRESENTA:

JOSÉ EDUARDO MÉNDEZ DELGADO

DIRECTOR DE TRABAJO:
DR. CÉSAR ANTONIO ESTEBAN LÓPEZ

San Cristóbal de La Laguna, Santa Cruz de
Tenerife, España 2019



Índice general

Abstract	1
1. Introducción y objetivos	4
2. Determinación de la abundancia de He	6
2.1. Equilibrio de ionización y térmico	8
2.2. Abundancias calculadas con líneas de recombinación	11
2.3. Abundancia total de un elemento	12
3. Metodología	14
3.1. Muestra de regiones HII utilizada	14
3.2. Cálculo del cociente He^+/H^+	17
3.2.1. Ejemplo: Nebulosa de Orión	17
3.3. Cálculo del cociente He/H	20
3.3.1. Ejemplo: Nebulosa de Orión	20
4. Resultados Generales	22
4.1. Distribución radial de He/H en la Vía Láctea	24
5. Discusión	37
6. Conclusiones	43
Bibliografía	45

Abstract

The study of the radial distribution of chemical abundances in galaxies serves as a tracer of their dynamic and star formation history. There are a large number of works in literature concerning metallic gradients in the Milky Way and other galaxies. However, there are just few ones devoted to the study of helium distribution. The biggest fraction of this element, the second most abundant in the Universe, was formed during primordial nucleosynthesis and continues to be produced in stars of all masses. This makes determining a helium gradient not a simple task.

In this Master's thesis, to be able to study the radial distribution of helium in the Milky Way, we have worked with 37 spectra of 23 HII regions, covering a range of Galactocentric distance between 5 and 17 Kpc. The spectra sample has been obtained with three spectrographs: UVES from VLT, OSIRIS from GTC and MagE from The Clay Telescope. The analysed spectral ranges were 3100Å-10400 Å for UVES, 3640Å-7870Å for OSIRIS and 3100Å-10000Å in the case of MagE. The spectral resolution and coverage allowed us to detect several He I recombination lines in each spectrum.

Recombination lines are produced through the cascade transitions to the base level after the recombination between a free electron and an ion. The emission line ratios of recombination lines depend slightly on the nebulae physical conditions as electron temperature and density. Therefore, they can be used to obtain precise ratios of He abundance, at least in first approach.

Due to its atomic configuration, He I has two spin states: singlet ($S=0$) and triplet ($S=1$). Unlike the singlet state, orthohelium has a metastable level 2^3S , which makes some triplet lines sensitive to collisional processes and radiation transfer effects. An ion can maintain an electron in a metastable level the enough time to experience a collision or absorb a photon before to decay to the base level.

To analyse these non-recombination effects, the He^+ abundance was determined with each detected HeI line. For this purpose, PyNeb (Luridiana et al., 2015), a software based on Python, was used. PyNeb task for He^+/H^+ calculations includes the effective recombination coefficients calculated by Porter et al. (2013) which contain corrections for collisional effects.

From all lines, triplets $\lambda 3889$ and $\lambda 7065$ were the most affected by non-recombination processes: determinations of He^+/H^+ were rather discordant with the average value of singlet lines in all the sample. Moreover, $\lambda 3889$ is also blended with the hydrogen line H8. Due to these factors, $\lambda 3889$ and $\lambda 7065$ were omitted in the general analysis. $\lambda 7281$ and $\lambda 9464$ were also discarded due to affectations related with self-absorption and sky blending.

In most cases, the average He^+ abundance obtained with triplet lines was higher than the average abundance calculated with singlet lines, less affected by non-recombination mechanisms.

Once the average He^+ abundance based on singlet and triplet lines was estimated, four Ionisation Correction Factors (ICF) were used to calculate the contribution of neutral helium on the total abundance. The He^0 abundance can not be determined from the spectrum and its estimation is limited to an ICF or computational models. We used ICFs based on similarities between ionisation potentials of sulfur and/or oxygen and helium. It is assumed that $\text{O}^+/\text{O} \geq \text{He}^0/\text{H}^+ \geq \text{S}^+/\text{S}$. ICFs based only on the ionisation state of sulfur show lower estimates than those that take into account the ionisation state of oxygen.

To determine the He/H ratio is also necessary the estimation of He^{2+} . However, due to the small amount of photons with energy ≥ 54.4 eV in the typical conditions of HII regions, its presence is mostly negligible. In fact, it was found only in two regions: NGC 6888 and G2.4+1.4.

We only considered nebulae with ICF values lower or equal to 1.2 for the determination of the radial distribution of helium in the Galaxy. The threshold was chosen with the aim of reduce, as far as possible, uncertainties introduced by the ICF, but maintaining a suitable number of points for the linear fit. Nebulae associated with Wolf-Rayet or evolved O stars from Esteban et al. (2016) and Esteban et al. (2017) were discarded in the adjustment due to their helium overabundance.

Finally, the resulting radial distribution of helium based on singlets has a negative slope with all the used ICF. In the case of determinations based on triplets, the obtained slope depends on the used ICF: those based on the ionisation state of oxygen present negative slopes while those exclusively based on the sulfur's ionisation state present positive slopes. A radial distribution of helium was calculated using the mean ICF value obtained with the different used models of ICF and the He^+ mean abundance calculated exclusively with singlet lines, less affected by non-recombination processes. In this case, the slope obtained was also negative. Nevertheless, in all cases, the slopes and their uncertainties are consistent with a flat distribution.

Capítulo 1

Introducción y objetivos

El estudio de la evolución química en la Vía Láctea permite inferir información sobre su evolución en la formación, nucleosíntesis y dinámica estelar. La determinación de gradientes químicos en la Galaxia ha sido llevada a cabo por diversos grupos de investigación ([Talent & Dufour \(1979\)](#), [Shaver et al. \(1983\)](#), [Esteban et al. \(2005\)](#), [Esteban & García-Rojas \(2018\)](#)), sin embargo, el conocimiento que se tiene aún permanece incompleto. A pesar de ser el segundo elemento más abundante en el universo, hay pocos artículos que traten la distribución radial de helio en la galaxia ([Peimbert et al. \(1978\)](#), [Shaver et al. \(1983\)](#), [Gummersbach et al. \(1998\)](#)). El trabajo de [Fernández-Martín et al. \(2017\)](#), uno de los más recientes que se dedican al tema, no ha encontrado un gradiente evidente de este elemento. [Monreal-Ibero et al. \(2013\)](#) en un estudio del mismo ámbito, pero en la galaxia NGC 5253, ha llegado conclusiones similares.

La mayor parte del helio fue creado durante la nucleosíntesis primordial, por ello, a diferencia de otros elementos más pesados, el cambio de abundancias de helio entre dos generaciones de estrellas es más tenue. La obtención del gradiente de helio contiene la dificultad intrínseca de la continua producción de este elemento en las estrellas de casi cualquier masa, aunado a la gran cantidad de variables que condicionan el cálculo del cociente He/H a partir de los espectros observados.

Desde mediados del siglo XX, la búsqueda del helio primordial ha llevado a los científicos a desarrollar estudios dedicados exclusivamente a este elemento. Se busca conocer los mecanismos físicos que afectan la determinación de su abundancia a partir de la observación de nebulosas ionizadas, como las regio-

nes III. Estas regiones de formación estelar son enriquecidas con elementos pesados tras la expulsión del material procesado por las estrellas, generación tras generación.

El objetivo fundamental de este trabajo de fin de Máster es el estudio de la distribución radial de helio en la Galaxia. Esto se determinará con 37 espectros de una muestra de 23 nebulosas ionizadas distribuidas a diferentes distancias galactocéntricas. El rango espectral y la resolución de los espectros usados ha permitido observar una cantidad apreciable de líneas de recombinación de He I, óptimas para el cálculo de su abundancia. Se busca, además, explorar la dependencia que tiene la distribución radial de helio con las líneas usadas para la determinación de la abundancia de He^+ y los factores de corrección por ionización (ICFs) usados. Esto permite analizar los procesos físicos presentes en la nebulosas que condicionan la determinación de He/H .

Capítulo 2

Determinación de la abundancia de He

Las regiones HII reciben su nombre debido a la gran cantidad de hidrógeno ionizado que contienen (denotado como HII). Estas nubes de forma difusa, son lugares de formación estelar. Las estrellas jóvenes de tipo O ó B presentes son capaces de fotoionizar el gas que las circunda. El grado de ionización del gas dependerá de la tasa de emisión de fotones con energía mayor o igual al potencial de ionización de los elementos químicos que componen el gas, además de las condiciones de densidad y temperatura electrónica. No todas las regiones HII están compuestas por los mismos elementos. La composición química está relacionada a su historia de formación estelar.

Los elementos ligeros (con número atómico menor a 6) están presentes prácticamente desde el inicio del Universo ([Cepa, 2007](#)), siendo el hidrógeno el elemento más abundante, seguido del helio. Los demás elementos han sido formados a través de procesos de nucleosíntesis estelar, captura de neutrones y reacciones de espalación de rayos cósmicos. Después de la nucleosíntesis primordial, la mayor fuente de formación del helio es la nucleosíntesis estelar. A través de este proceso, las estrellas fusionan hidrógeno en helio y emiten el excedente de energía. Este proceso se consigue a través de la cadena protón-protón (P-P) o el ciclo carbono-nitrógeno-oxígeno (CNO). El primer mecanismo es la principal fuente de energía de las estrellas con masas menores de 1.5 masas solares, mientras que el ciclo CNO es la principal fuente de energía en las estrellas más masivas ([Karttunen et al., 2007](#)). La tasa de reacción de hidrógeno en helio depende de la masa estelar, siendo las estrellas más masivas las que producen

helio a mayor ritmo. Los cuerpos estelares que se encuentran transmutando hidrógeno en helio están en la secuencia principal del diagrama Hertzsprung-Russel (HR).

Cada estrella, de acuerdo a su masa, evolucionará de manera distinta tras agotar la reserva de hidrógeno para fusionar. Aquellas con masas superiores a 0.26 masas solares (Karttunen et al., 2007) alcanzarán la temperatura suficiente para formar elementos más pesados a partir del helio.

Cuando el helio se agota en el núcleo, las estrellas de masa intermedia $0.8 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$ (Karttunen et al., 2007) no alcanzan la temperatura suficiente para fusionar elementos más pesados, por lo que comienza una etapa de inestabilidad con fusiones alternadas de hidrógeno y helio en las capas periféricas al núcleo. En esta etapa, los elementos de las capas externas de las estrellas son expulsados, tras continuas pulsaciones estelares, formando nebulosas planetarias y enriqueciendo el gas del medio interestelar con nuevos elementos. Por su parte, las estrellas de más de 8 masas solares pueden fusionar elementos más pesados que el helio, hasta el ^{56}Fe , momento en el cual el núcleo colapsa y da lugar a una explosión de supernova.

En cualquiera de los casos, al concluir su existencia, las estrellas liberan al medio interestelar gas enriquecido con elementos más pesados que los que originalmente las formaron. Así, generación tras generación, los componentes del medio interestelar va cambiando. Este material expulsado por las estrellas al morir es reciclado en la formación de nuevas generaciones estelares dentro de las regiones HII.

En estas regiones es común la existencia de He^+ y He^0 en distintas zonas de ionización, incluso es posible que exista helio totalmente ionizado. Por ello es necesaria la estimación de cada componente en particular. Las líneas de emisión del espectro de las regiones ionizadas está determinada por la abundancia de los elementos que contiene, la temperatura y la densidad electrónica. En el espectro de cada nebulosa ionizada, son características las líneas de recombinación y las líneas de excitación colisional. Las primeras provienen de las transiciones en cascada de los electrones tras la recombinación con un átomo, mientras que las segundas provienen de la excitación de un ion al absorber energía cinética de un electrón libre que lo colisiona. Debido a la configuración de los niveles de energía del átomo de helio, las emisiones en el rango visible son fundamentalmente de recombinación, aunque como se discutirá más adelante, no están exentas de contribuciones colisionales.

2.1. Equilibrio de ionización y térmico

El equilibrio de ionización en cada punto de la nebulosa se determina por el balance entre las ionizaciones y las recombinaciones de los elementos que la componen. Cuando un fotón con una energía mayor o igual a la de umbral de un ion es absorbido, se produce una fotoionización, liberando un electrón al medio. Las estrellas masivas inmersas en las nebulosas son fuentes de fotones ionizantes, así como otros iones que, al recombinarse, emiten radiación suficientemente energética (lo que se denomina radiación difusa). Los electrones liberados por las fotoionizaciones colisionan con otros iones y entre sí, alcanzando el equilibrio mediante una distribución maxwelliana de velocidades. Estos electrones, a su vez, son recapturados por los iones presentes para producir recombinaciones.

Siguiendo el formalismo de [Osterbrock & Ferland \(2006\)](#), para una nebulosa compuesta exclusivamente de hidrógeno, este equilibrio estaría descrito mediante la ecuación (2.1).

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu = n_p n_e \alpha(\text{H}^0, \text{T}) [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}]. \quad (2.1)$$

En el lado izquierdo de (2.1), $\frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu}$ representa el número de fotones, de frecuencia ν , emitidos por unidad de área y tiempo por una fuente de radiación. Por su parte, $a_{\nu}(\text{H}^0)$, es la sección transversal de ionización del hidrógeno. Esta función, que describe qué tan probable es la ionización del átomo con un fotón de determinada energía, es máxima en la energía de umbral y decrece con el aumento de la frecuencia, siendo cero en valores menores a la energía de umbral. Por lo tanto, $\frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0)$ representa la cantidad de fotoionizaciones que un fotón de frecuencia ν genera. La integral suma las aportaciones de todos los fotones presentes desde la frecuencia ν_0 (correspondiente a la energía de umbral). Por lo tanto, el lado izquierdo, ya multiplicado por la densidad de hidrógeno presente, representa la cantidad de fotoionizaciones por unidad de tiempo y de volumen.

En el lado derecho de (2.1), $\alpha(\text{H}^0, \text{T})$ es el coeficiente de recombinación. Este describe qué tan probable es que un electrón se recombine a cualquiera de los niveles de energía del hidrógeno. La energía cinética de los electrones depende de su velocidad promedio, que al estar termalizada, viene definida por una temperatura característica. Así, α tiene una dependencia con dicha temperatura. Por lo tanto, el lado derecho de (2.1) es la cantidad de recombinaciones por unidad de volumen y de tiempo.

Ahora bien, una buena aproximación es suponer que los fotones ionizantes no pueden escapar de la nebulosa, sino que son reabsorbidos por el gas. Este es el llamado caso “B”, ideal para regiones ópticamente gruesas. Las recapturas al nivel base es fuente de fotones ionizantes, por lo tanto, la ecuación (2.1) se transforma en la ecuación (2.2).

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{H}^0) d\nu = n_p n_e \alpha_B(\text{H}^0, T) [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \quad (2.2)$$

donde $\alpha_B(\text{H}^0, T)$ es el coeficiente de recombinación a todos los niveles, menos al base.

Si además del hidrógeno, se toma en consideración la presencia del segundo elemento más abundante en el universo: el helio, la ecuación (2.2) deberá ser modificada. Este elemento tiene dos electrones, lo que genera estados singlete y triplete, de acuerdo a su configuración de espín ($S=0$ para singlete y $S=1$ para triplete). La energía de umbral de ionización en el hidrógeno es de 13.6 eV, mientras que en helio es de 24.6 eV. Por lo cual, dependiendo de la distribución de energía de los fotones emitidos por la fuente de radiación, se pueden tener distintas zonas de ionización. Si la mayoría de los fotones emitidos por una estrella tienen energías mayores a 13.6 eV y menores a 24.6 eV, con una cantidad pequeña de fotones con energía mayor a 24.6 eV, se tendrá una zona interna de helio e hidrógeno ionizado y una externa con helio neutro e hidrógeno ionizado. Si la proporción de fotones de energías mayores a 24.6 eV es alta, se tendrían las dos zonas de ionización empatadas. Esto se ejemplifica en la figura 2.1.

El hecho de que los fotones que son capaces de ionizar al helio también son capaces de ionizar al hidrógeno, y que existen transiciones radiativas en los niveles del helio, cuyos fotones son capaces de ionizar al hidrógeno, genera que las ecuaciones de equilibrio de fotoionización entre ambos elementos estén acopladas. En efecto, si definimos:

$$y = \frac{n(\text{H}^0) a_{\nu_2}(\text{H}^0)}{n(\text{H}^0) a_{\nu_2}(\text{H}^0) + n(\text{He}^0) a_{\nu_2}(\text{He}^0)}, \quad (2.3)$$

como la fracción de fotones con $h\nu \geq 24.6$, que ionizan al hidrógeno, se tendrá, para el helio:

$$\begin{aligned} n(\text{He}^0) \int_{\nu_2}^{\infty} \frac{4\pi J_{\nu}}{h\nu} a_{\nu}(\text{He}^0) d\nu + (1-y) n(\text{He}^+) n_e \alpha_1(\text{He}^0, T) \\ = n(\text{He}^+) n_e \alpha_A(\text{He}^0, T) [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \end{aligned} \quad (2.4)$$

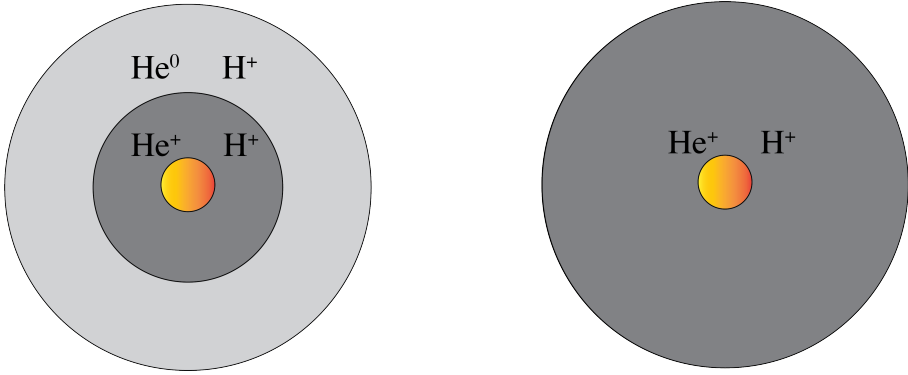


Figura 2.1: Ejemplo de posibles zonas de ionización alrededor de una fuente de fotones. En la izquierda, los fotones ionizantes emitidos tienen energías $13.6 \text{ eV} \leq h\nu < 24.6 \text{ eV}$ con pocos fotones con energía $h\nu \geq 24.6 \text{ eV}$ (caso de una estrella ionizante con $T_{eff} \leq 40000\text{K}$). A la derecha las regiones de ionización coinciden debido a la emisión de muchos fotones con $h\nu \geq 24.6 \text{ eV}$ (caso de una estrella ionizante con $T_{eff} \geq 40000\text{K}$).

donde $\alpha_A = \alpha_B + \alpha_1$. Siendo α_1 el coeficiente de recombinación al nivel base del He^0 .

En el caso del hidrógeno, hay que tomar en cuenta, además, ciertas transiciones ligado-ligado del átomo del helio que producen fotones con $h\nu \geq 13.6 \text{ eV}$. Si se llama p a la fracción de todas las recombinaciones a los estados excitados del helio que dan lugar a fotones capaces de ionizar al hidrógeno (las recombinaciones al estado base están ya consideradas en y), la ecuación (2.2) queda modificada como se muestra en (2.5).

$$n(\text{H}^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(\text{H}^0) d\nu + yn(\text{He}^+) n_e \alpha_1(\text{He}^0, \text{T}) + pn(\text{He}^+) n_e \alpha_B(\text{He}^0, \text{T}) = n_p n_e \alpha_B(\text{H}^0, \text{T}) [\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}]. \quad (2.5)$$

Para la generalización de las ecuaciones de equilibrio de ionización-recombinación, considerando a todos los elementos presentes, es necesario seguir la lógica planteada en las ecuaciones (2.4) y (2.5). En cada una de las ecuaciones se deben considerar las aportaciones de todas las nuevas fuentes de fotones ionizantes.

Cuando un electrón es liberado tras una fotoionización, este tiene una energía cinética $h(\nu - \nu_0)$, donde $h\nu$ es la energía del fotón causante de la ionización y $h\nu_0$ la energía de umbral de ionización. Esta energía es una “ganancia” a los

electrones libres, que aportan su energía cinética. Por otro lado, la recombinación electrónica representa una “pérdida”, pues la energía cinética es emitida en forma de radiación que escapa de la nebulosa. El balance entre la pérdida y la ganancia configura la temperatura electrónica de la región, una vez que se alcanza el equilibrio. Además de la ganancia por ionización y la pérdida por recombinación, existen otros procesos físicos importantes que contribuyen a este equilibrio. La presencia de iones como O^+ , O^{2+} y N^+ , cuyos niveles de energía tienen potenciales de excitación del orden de kT , facilita que las colisiones entre estos iones y los electrones libres produzcan excitaciones seguidas de emisiones de radiación. La aportación de los efectos colisionales en el espectro nebuloso es muy importante en la pérdida de energía o enfriamiento de la región. Otro efecto a considerar es la emisión de radiación libre-libre que resulta del proceso de frenado de una partícula cargada al interactuar con el campo eléctrico de otra. Este efecto es importante en la emisión del continuo en longitudes de onda largas.

La continua interacción entre los diversos componentes del gas mediante los procesos físicos mencionados anteriormente, permite establecer las condiciones de equilibrio estadístico entre los procesos que pueblan y despueblan los distintos niveles de energía. En general, para cada ion X , con grado de ionización i , se tendrá la ecuación (2.6)

$$\begin{aligned} n_e n(X^{i+1}) \alpha_l(X^{i+1}, T) + \sum_{u>l} n_u A_{u,l} + n_e \sum_{u \neq l} n_u q_{u,l}(T) \\ = n_l \left[\sum_{l>m} A_{l,m} + n_e \sum_{l \neq m} q_{l,m}(T) \right] [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}], \end{aligned} \quad (2.6)$$

donde $A_{l,m}$ es el coeficiente de transición de Einstein para los niveles l, m . Este da la probabilidad de que un electrón pase de un nivel de energía a otro, emitiendo un fotón. Por su parte, $q_{l,m}$ da cuenta de la probabilidad de cambio de nivel por efectos colisionales, ya sea excitación o desexcitación.

2.2. Abundancias calculadas con líneas de recombinación

Para los niveles energéticos donde las transiciones colisionales no son dominantes, la dependencia del estado de las poblaciones con la temperatura no es muy fuerte. Los coeficientes de emisión de las líneas de recombinación estarán

dominadas por las transiciones radiativas. Tras considerar la cascada de transiciones de un nivel n a otro interior n' , se puede demostrar que la emisividad de las líneas de recombinación tiene la forma de la ecuación (2.7).

$$\begin{aligned} j_{nn'}(X^i) &= \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} \sum_{L=0}^{n-1} \sum_{L'=L\pm 1} n_{nL} A_{nL,n'L'} \\ &= \frac{h\nu_{nn'}}{4\pi} n_e n(X^{i+1}) \alpha_{nn'}^{eff}(X^i, T) [\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}]. \end{aligned} \quad (2.7)$$

En general, la intensidad de una línea, será la integral del coeficiente de emisión a lo largo de la línea de visión, como se muestra en la ecuación (2.8).

$$I_l = \int j_l ds = \int n_e n(X^{i+1}) \varepsilon_l(T) ds. \quad (2.8)$$

Para todas las líneas de recombinación $\varepsilon_l \propto T^{-m}$, donde $m \approx 1$ (Osterbrock & Ferland, 2006).

Así, el cociente de intensidad de una línea de recombinación con respecto de la línea H_β del hidrógeno, es el parámetro esencial para calcular la abundancia del ion que da origen a la línea, como se muestra en (2.9)

$$\frac{n(X^{i+1})}{n(\text{H}^+)} = \frac{I_\lambda(X^i)}{I_{4861}(\text{H})} \cdot \frac{\varepsilon_{4861}(\text{H})}{\varepsilon_\lambda(X^i)}. \quad (2.9)$$

2.3. Abundancia total de un elemento

La abundancia total de un elemento es la suma de las aportaciones de todos sus estados de ionización, como se muestra en la ecuación (2.10).

$$n(X) = \sum_i n(X^i) \quad (2.10)$$

En el caso del helio, la abundancia total será igual a la suma de las aportaciones de He^0 , He^+ y He^{2+} que existen en el interior de la nebulosa.

Las abundancias de He^+ y He^{2+} se pueden calcular con la observación de líneas de recombinación de estos iones en el espectro visible y la relación (2.9). Debido al alto potencial de ionización del He^+ (54.4 eV), la abundancia de He^{2+} en regiones HII suele ser despreciable. El problema fundamental en el cálculo de la abundancia total del helio es la determinación del He^0 . No se detectan líneas de este elemento en el espectro visible, por lo que la determinación de

su abundancia requiere del uso de factores de corrección por ionización (ICF, por sus siglas en inglés). De esta manera, la abundancia total de este elemento sería descrito con la ecuación (2.11)

$$\frac{n(\text{He})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{He}^0) \cdot \left[\frac{n(\text{He}^+) + n(\text{He}^{2+})}{n(\text{H}^+)} \right]. \quad (2.11)$$

Estos ICF suelen basarse en relaciones conocidas entre los potenciales de ionización del elemento no observado y otros que sí se pueden estudiar en el rango espectral analizado o en modelos de fotoionización que se ajusten a las condiciones físicas de la nebulosa estudiada. En nebulosas planetarias, debido al alto grado de ionización del gas, la contribución del helio neutro a la abundancia total puede llegar a ser despreciable. Sin embargo, no es así en el caso general de las regiones III, por lo que, en la medida de lo posible, se debe estimar su aportación.

Capítulo 3

Metodología

3.1. Muestra de regiones HII utilizada

Con la intención de buscar un gradiente en la abundancia del helio en la Vía Láctea, se estudiaron 37 espectros correspondientes a 23 regiones HII. La designación, distancia galactocéntrica y datos sobre su observación se presentan en la tabla (3.1).

Los espectros fueron tomados con varios espectrógrafos: Ultraviolet Visual Echelle Spectrograph (UVES), del Very Large Telescope (VLT) (montado en el telescopio Kueyen UT2); Optical System for Imaging and low-Intermediate-Resolution Integrated Spectroscopy (OSIRIS) del Gran Telescopio Canarias (GTC) y Magellan Echellette (MagE) del Clay Telescope. Estos instrumentos se encuentran localizados en los observatorios de Paranal, Chile; Roque de Los Muchachos, España y Las Campanas, Chile; respectivamente. Los rangos espectrales cubiertos van desde 3100Å-10400Å en el caso de UVES; 3640Å-7870Å en el caso de OSIRIS y 3100Å-10000Å para MagE. La figura 3.1 muestra la distribución de los objetos en la galaxia, cubriendo distancias galactocéntricas entre los 5 y 17 kilopársec.

Objeto	R_G (Kpc)	Telescopio	Instrumento	Referencia
NGC 3576	7.5	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2004)
Orión	8.4	VLT	UVES	Esteban et al. (2004)
S311	10.4	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2005)
M16	6.3	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2006)
M20	7.2	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2006)
NGC 3603	8.7	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2006)
M8	6.4	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2007)
M17	6.8	VLT	UVES	García-Rojas et al. (2007)
NGC 7635	9.2	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2016)
NGC 6888	7.8	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2016)
G2.4+1.4	5.0	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2016)
G2.4+1.4	5.0	MTC	MagE	Esteban et al. (2016)
RCW52	8.2	MTC	MagE	Esteban et al. (2016)
RCW58	7.4	MTC	MagE	Esteban et al. (2016)
S308	9.0	MTC	MagE	Esteban et al. (2016)
NGC 2579	12.4	VLT	UVES	Esteban et al. (2013)
SH2-100	9.4	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-128	12.5	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-288	14.1	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-127	14.2	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-212	14.6	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-83	15.3	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-209	17.0	GTC	OSIRIS	Esteban et al. (2017)
SH2-298	11.9	VLT	UVES	Esteban et al. (2017)

Tabla 3.1: Lista de objetos y los instrumentos usados en su medición, así como la referencia donde se describen las observaciones.

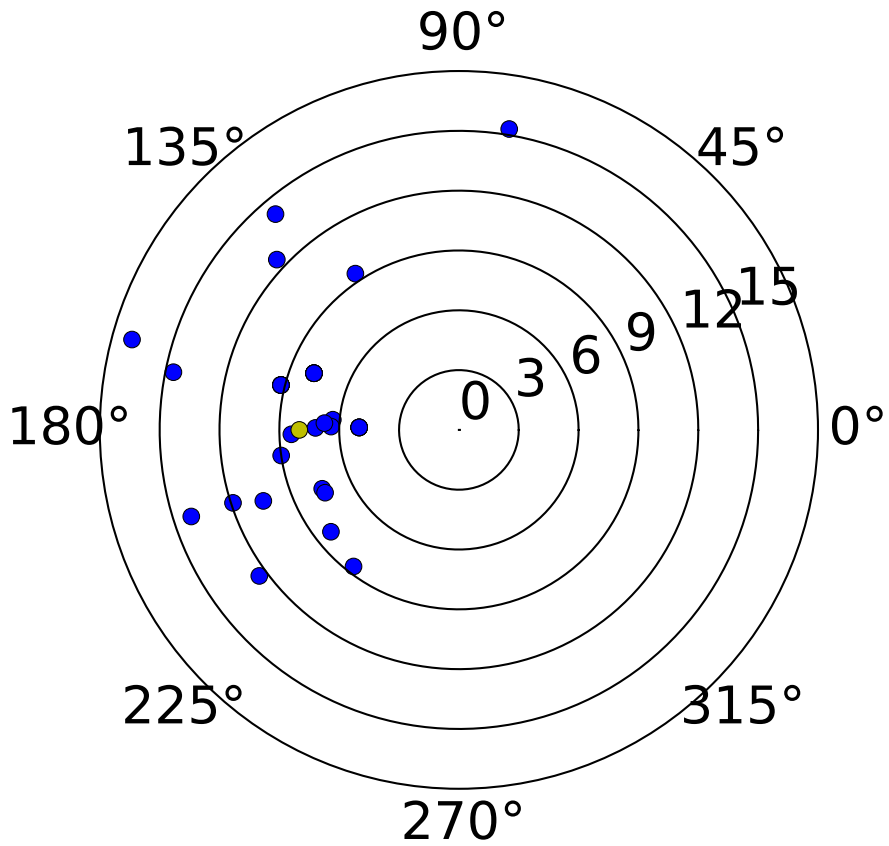


Figura 3.1: Distribución galactocéntrica de la muestra de regiones HII estudiada. La distancia desde el centro galáctico se presenta en Kpc. El punto amarillo indica la posición del Sol (8 Kpc).

3.2. Cálculo del cociente He^+/H^+

Para la determinación de la distribución de la abundancia de helio en la galaxia es necesario, primeramente, calcular las abundancias iónicas de He^+ . Para ello se pueden usar distintas líneas de recombinación del HeI. La resolución y el rango espectral de la muestra ha permitido la detección de diversas líneas provenientes de estados singlete y triplete. Con las intensidades de todas o algunas de las líneas $\lambda 3614$, $\lambda 3889$, $\lambda 3965$, $\lambda 4026$, $\lambda 4121$, $\lambda 4388$, $\lambda 4438$, $\lambda 4471$, $\lambda 4713$, $\lambda 4922$, $\lambda 5016$, $\lambda 5048$, $\lambda 5876$, $\lambda 6678$, $\lambda 7065$, $\lambda 7281$ y $\lambda 9464$, se determinó la abundancia de He^+ , en cada nebulosa. En dicho cálculo se usó PyNeb (Luridiana et al., 2015), un software basado en Python, dedicado al análisis de espectros nebulares. Este software calcula He^+/H^+ basado en la ecuación (2.9). Se usaron los coeficientes de recombinación efectivos calculados por Porter et al. (2013), para las condiciones de temperatura y densidad electrónica de la zona de alta ionización de cada nebulosa, indicadas en las referencias de cada región (ver tabla (3.1)).

3.2.1. Ejemplo: Nebulosa de Orión

A manera de ejemplo, se mostrará paso a paso la metodología seguida en el caso de la Nebulosa de Orión, siendo un caso análogo a los demás objetos.

Para el cálculo de la abundancia de He^+ , se realizó una simulación Montecarlo, donde se tomaron en cuenta las incertidumbres para la temperatura, densidad e intensidad de línea, indicada en cada referencia. Esto se logró de la siguiente manera: se simuló una distribución normal con 100,000 puntos, para la intensidad, temperatura y densidad, centrada en el valor reportado y con una anchura igual a la incertidumbre asociada. Luego se calculó la abundancia para cada una de las combinaciones de parámetros. El valor de la abundancia iónica reportada es el que se obtiene con los valores centrales de los 3 parámetros de entrada y la incertidumbre asociada es la desviación estándar de la distribución resultante.

Los valores obtenidos con cada una de las líneas se muestra en la tabla 3.2. Cabe resaltar que las líneas con incertidumbres mayores al 40% junto a las afectadas por el reflejo o transferencia de carga en el CCD del detector, o con problemas evidentes de contaminación por líneas de cielo fueron descartadas.

La figura 3.2 muestra la abundancia obtenida para cada línea de recombinación detectada en la Nebulosa de Orión. La abundancia promedio calculada para las líneas singletes y tripletes se muestra en una línea horizontal azul y roja,

Nebulosa de Orión						
$T_e = 8730 \pm 320\text{K}$, $n_e = 8900 \pm 200\text{cm}^{-3}$						
λ (Å)	$I(\lambda)/I(H\beta)$	Error	$12 + \log(\text{He}^+/\text{H}^+)$	Error	Configuración	
3614	0.493	0.034	10.94	0.03	Singlete	
3889	15.03	0.451	11.09	0.01	Triplete	
3965	0.954	0.002	10.92	0.01	Singlete	
4121	0.221	0.009	11.03	0.01	Triplete	
4388	0.542	0.001	10.93	0.01	Singlete	
4438	0.071	0.006	10.93	0.03	Singlete	
4471	4.523	0.045	10.95	0.01	Triplete	
4713	0.685	0.007	11.08	0.01	Triplete	
4922	1.222	0.012	10.95	0.01	Singlete	
5016	2.306	0.023	10.89	0.01	Singlete	
5876	14.44	0.432	10.98	0.01	Triplete	
6678	3.848	0.230	10.96	0.02	Singlete	
7065	7.398	0.517	11.29	0.01	Triplete	
7281	0.597	0.047	10.84	0.02	Singlete	
9464	0.091	0.013	10.88	0.06	Triplete	

Tabla 3.2: Abundancia de He^+ obtenida con diferentes líneas de recombinación detectadas en la Nebulosa de Orión.

respectivamente. Este promedio fue obtenido con las ecuaciones (3.1) y (3.2).

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i / \epsilon_i^2}{\sum_i 1 / \epsilon_i^2}, \quad (3.1)$$

$$\sigma^2 = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 / \epsilon_i^2}{\sum_i 1 / \epsilon_i^2}, \quad (3.2)$$

donde \bar{x} es la abundancia promedio de singletes o tripletes, x_i es la abundancia obtenida con una línea en particular y ϵ_i su error asociado. Por su parte, σ es la desviación típica de la media.

Tras el análisis de los 37 espectros, se determinó prescindir del uso de las líneas de He I $\lambda 3889$, $\lambda 7065$, $\lambda 7281$ y $\lambda 9464$ debido a que sistemáticamente otorgaban abundancias discordantes en la mayor parte de los objetos. La intensidad de estas líneas está comprometida por procesos de autoabsorción, efectos colisionales, superposición (*blending*) y/o errores observacionales. Estos se discutirán en detalle en secciones posteriores. En el caso de la Nebulosa de Orión, además,

Nebulosa de Orión	
Promedio Singletes	Promedio Tripletes
10.94 ± 0.01	10.99 ± 0.04

Tabla 3.3: Abundancia de He^+ promedio en Orión. Valores en unidades de $12+\log(\text{He}^+/\text{H}^+)$.

se prescindió de la línea $\lambda 5016$ debido a que presenta efectos de autoabsorción por la asimilación de fotones desde el nivel 2^1S a alta densidad (Esteban et al., 2004). No se esperan grandes afectaciones de dicha línea en regiones menos densas.

Considerando el resto de las líneas, en el caso de la Nebulosa de Orión, se obtienen los valores finales presentados en la tabla 3.3.

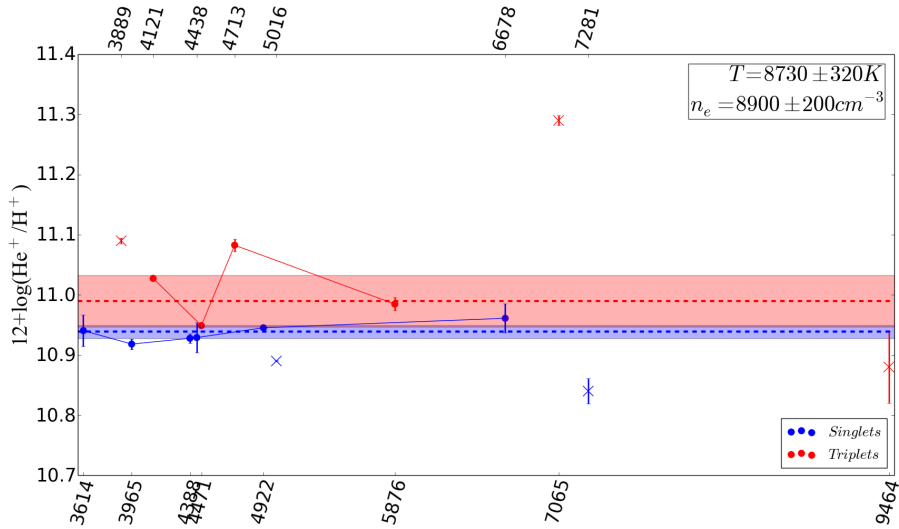


Figura 3.2: Abundancia de He^+ obtenida con diversas líneas de recombinación. Las líneas horizontales representan el promedio para los singletes y tripletes. La banda de color indica la incertidumbre asociada. Los símbolos rojos representan tripletes y los azules singletes. Las cruces fueron usados para las líneas descartadas para la media (ver tabla 3.2).

Nebulosa de Orión			
ICF(He)	Referencia	He Singletes	He Tripletes
1.02 ± 0.01	Peimbert et al. (1992)	10.95 ± 0.01	11.00 ± 0.04
1.02 ± 0.01	Zhang & Liu (2003)	10.95 ± 0.01	11.00 ± 0.05
1.08 ± 0.04	Kunth & Sargent (1983)	10.97 ± 0.02	11.02 ± 0.06
1.13 ± 0.06	Peimbert & Torres-Peimbert (1977)	10.99 ± 0.03	11.04 ± 0.06

Tabla 3.4: Abundancia de He en la Nebulosa de Orión en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$.

3.3. Cálculo del cociente He/H

En el cálculo de la abundancia total de helio se emplea la ecuación (2.11). Se determinó la contribución de helio neutro en la abundancia total mediante los ICF presentados por [Peimbert & Torres-Peimbert \(1977\)](#) (3.6), [Kunth & Sargent \(1983\)](#) (3.5), [Peimbert & Torres-Peimbert \(1977\)](#) (3.6) y [Peimbert et al. \(1992\)](#) (3.3), que se basan en la similitud de los potenciales de ionización del oxígeno, azufre y helio.

$$\text{ICF}(\text{He}) = 1 + \frac{n(\text{S}^+)}{n(\text{S}) - n(\text{S}^+)}, \quad (3.3)$$

$$\text{ICF}(\text{He}) = \frac{n(\text{S}^+) + n(\text{S}^{++})}{n(\text{S}^{++})}, \quad (3.4)$$

$$\text{ICF}(\text{He}) = \left[1 - 0.25 \cdot \frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O})} \right]^{-1}, \quad (3.5)$$

$$\text{ICF}(\text{He}) = \left[1 - 0.35 \cdot \frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O})} - 0.65 \cdot \frac{n(\text{S}^+)}{n(\text{S})} \right]^{-1}, \quad (3.6)$$

Las incertidumbres asociadas a cada una de las expresiones de los ICF fueron determinados a partir de la propagación de errores en las ecuaciones respectivas. Por ende, el error asociado a la abundancia de helio total, será la resultante de propagar las incertidumbres asociadas al ICF, He^+ y He^{++} , en los casos donde se encuentre.

3.3.1. Ejemplo: Nebulosa de Orión

En el caso de la Nebulosa de Orión, $n(\text{He}^{++}) \approx 0$. Las abundancias iónicas necesarias en los ICFs presentados anteriormente fueron tomadas de [Esteban](#)

[et al. \(2004\)](#). Se prefirió usar las abundancias iónicas de oxígeno obtenidas a partir de líneas de recombinación. De esta manera se aminoran los efectos de posibles inhomogeneidades de temperatura en el cálculo de dichas abundancias. Los resultados se presentan en la tabla [3.4](#).

Capítulo 4

Resultados Generales

En cada uno de los espectros, se siguió el procedimiento descrito en el capítulo anterior para la determinación del cociente He^+/H^+ . Los resultados se presentan en la tabla 4.1.

Objeto	T_e (K)	n_e (cm^{-3})	He^+ (Singlete)	He^+ (Triplete)
NGC 3576	6800 ± 400	2800 ± 400	10.92 ± 0.01	11.01 ± 0.08
Orión	8730 ± 320	8900 ± 200	10.94 ± 0.01	10.99 ± 0.04
S311	9600 ± 450	310 ± 80	10.90 ± 0.01	10.90 ± 0.00
M16	8130 ± 220	1120 ± 220	10.88 ± 0.02	10.90 ± 0.02
M20	8200 ± 250	270 ± 60	10.86 ± 0.01	10.84 ± 0.04
NGC 3603	9600 ± 200	5150 ± 750	10.92 ± 0.05	11.01 ± 0.03
M8	8350 ± 120	1800 ± 350	10.83 ± 0.02	10.83 ± 0.01
M17	8200 ± 150	470 ± 120	10.95 ± 0.02	10.98 ± 0.02
NGC 7635-A1	8800 ± 910	680 ± 110	10.87 ± 0.01	10.86 ± 0.04
NGC 7635-A2	8010 ± 500	150 ± 50	11.05 ± 0.06	10.99 ± 0.03
NGC 7635-A3	7670 ± 540	110 ± 60	10.99 ± 0.05	10.94 ± 0.04
NGC 7635-A4	8650 ± 400	2140 ± 290	10.83 ± 0.04	10.83 ± 0.01
NGC 7635-A5	8180 ± 470	220 ± 130	10.95 ± 0.04	10.96 ± 0.08
NGC 7635-A6	7990 ± 450	100 ± 100	10.91 ± 0.04	10.89 ± 0.02
NGC 6888-A1	19040 ± 1130	100 ± 100	10.88 ± 0.05	11.06 ± 0.01
NGC 6888-A2	12650 ± 400	310 ± 90	11.12 ± 0.03	11.13 ± 0.04

Tabla 4.1: Condiciones física y abundancia de He^+ de la muestra de nebulosas. Las unidades usadas son $12+\log(\text{He}^+/\text{H}^+)$

Objeto	T_e (K)	n_e (cm^{-3})	He^+ (Singlete)	He^+ (Triplete)
NGC 6888-A3	9840 ± 590	250 ± 150	11.18 ± 0.02	11.15 ± 0.07
NGC 6888-A4	9280 ± 740	150 ± 90	11.17 ± 0.05	11.21 ± 0.06
NGC 6888-A5	8940 ± 400	210 ± 140	11.21 ± 0.03	11.22 ± 0.02
NGC 6888-A6	9060 ± 650	200 ± 140	11.20 ± 0.03	11.21 ± 0.06
G2.4+1.4-A1	8520 ± 600	130 ± 50	10.73 ± 0.12	10.81 ± 0.04
G2.4+1.4-A2	8900 ± 380	1310 ± 220	10.89 ± 0.04	10.92 ± 0.06
G2.4+1.4-A3	11260 ± 1620	220 ± 80	—	10.81 ± 0.09
G2.4+1.4-A4	10800 ± 1270	120 ± 70	10.87 ± 0.04	10.93 ± 0.02
G2.4+1.4-A5	8600 ± 750	120 ± 60	10.83 ± 0.09	11.00 ± 0.06
RCW52	7200 ± 420	280 ± 150	10.85 ± 0.08	10.83 ± 0.07
RCW58	6450 ± 220	100 ± 100	11.23 ± 0.04	11.24 ± 0.02
S308	15020 ± 1720	100 ± 100	11.21 ± 0.04	11.20 ± 0.02
NGC2579	9410 ± 160	1360 ± 170	10.91 ± 0.04	11.00 ± 0.04
SH2-100	8140 ± 120	430 ± 210	10.97 ± 0.03	10.99 ± 0.02
SH2-128	9960 ± 320	480 ± 90	10.92 ± 0.02	10.96 ± 0.02
SH2-288	9210 ± 490	450 ± 230	10.79 ± 0.02	10.79 ± 0.03
SH2-127	9610 ± 170	600 ± 100	10.80 ± 0.02	10.82 ± 0.02
SH2-212	10890 ± 890	100 ± 100	10.96 ± 0.02	11.01 ± 0.01
SH2-83	11490 ± 490	300 ± 100	10.91 ± 0.02	10.97 ± 0.02
SH2-209	10710 ± 870	310 ± 200	10.82 ± 0.04	10.93 ± 0.02
SH2-298	11720 ± 200	100 ± 100	10.95 ± 0.10	10.97 ± 0.01

Tabla 4.1: Abundancia de He^+ de la muestra de nebulosas. Las unidades usadas son $12+\log(\text{He}^+/\text{H}^+)$. (Continuación).

Para la determinación del cociente He/H , se tomaron en cuenta las aportaciones de cada uno de los estados de ionización del helio presentes. De toda la muestra usada, únicamente NGC 6888 y G2.4+1.4 mostraron presencia de He^{2+} . En estos casos, se consideró la abundancia de $\text{He}^{2+}/\text{H}^+$ reportada en los artículos de referencia (ver tabla 3.1).

La estimación de la abundancia de helio neutro requirió de algunas consideraciones especiales: en el caso de los objetos SH2-100, SH2-128, SH2-288, SH2-127 y SH2-212, la abundancia total de azufre no había sido determinada previamente. Esta se calculó a partir de las abundancias iónicas publicadas por Esteban et al. (2017) y el ICF de Stasińska (1978), mediante las ecuaciones (4.1) y (4.2).

$$\frac{n(\text{S})}{n(\text{H})} = \text{ICF}(\text{S}) \cdot \left[\frac{n(\text{S}^+) + n(\text{S}^{++})}{n(\text{H}^+)} \right], \quad (4.1)$$

$$\text{ICF}(\text{S}) = \left[1 - \left(1 - \frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O})} \right)^3 \right]^{-1/3}. \quad (4.2)$$

En los casos posibles, la abundancia de oxígeno adoptada para la determinación de los ICFs ha sido la calculada con líneas de recombinación. Como se discutió anteriormente, el cociente de estas líneas es poco dependiente de la temperatura electrónica y, por ende, a sus fluctuaciones o variaciones espaciales en la nebulosa. En aquellos casos donde no se han podido detectar líneas de recombinación del oxígeno, se han tomado los valores calculados con líneas de excitación colisional y $t^2 \neq 0$ (Peimbert (1967), Peimbert & Costero (1969)). El parámetro t^2 modela las fluctuaciones de temperatura de una región con respecto de la temperatura promedio. La adopción de estos valores ha considerado que las inhomogeneidades de temperatura pueden cambiar la abundancia de oxígeno hasta en un factor 2 con respecto de los valores calculados a $t^2 = 0$ (Peimbert & Costero, 1969).

Las abundancias totales de helio se presentan en las tablas 4.2 y 4.3, indicando en cada caso, el ICF usado. En NGC 6888 y G2.4+1.4 no fue posible calcular la abundancia total en algunas de sus aperturas ya que los espectros de esas zonas no permitieron la determinación directa de $\text{He}^{2+}/\text{H}^+$ o de alguno de los iones de azufre, necesarios en los ICF de Peimbert & Torres-Peimbert (1977), Peimbert et al. (1992) y Zhang & Liu (2003).

Los valores promedio adoptados para la abundancia de todas las aperturas de NGC 7635, NGC 6888 y G2.4+1.4 se muestran en las tablas 4.4 y 4.5.

4.1. Distribución radial de He/H en la Vía Láctea

La elección de ICF es determinante en el cálculo de la abundancia del helio. Cada uno de los que se mostraron en las ecuaciones (3.3), (3.4), (3.5) y (3.6) tienen como base asunciones físicas razonables, pero no siempre coincidentes. En las figuras (4.1) y (4.2) se comparan los valores de ICF en objetos de la muestra. Se han limitado las figuras para aquellos objetos con $\text{ICF} \leq 1.2$.

Objeto	Peimbert et al. 1992		Peimbert & Torres-Peimbert 1977	
	He (Singlete)	He (Triplete)	He (Singlete)	He (Triplete)
NGC 3576	10.94 ± 0.02	11.02 ± 0.08	10.99 ± 0.04	11.07 ± 0.04
Orión	10.95 ± 0.01	11.00 ± 0.04	10.99 ± 0.03	11.04 ± 0.06
S311	10.96 ± 0.04	10.96 ± 0.02	11.07 ± 0.08	11.08 ± 0.08
M16	10.96 ± 0.04	10.97 ± 0.05	11.08 ± 0.11	11.10 ± 0.11
M20	10.93 ± 0.04	10.91 ± 0.06	11.07 ± 0.11	11.05 ± 0.11
NGC 3603	10.93 ± 0.05	11.01 ± 0.03	10.94 ± 0.06	11.02 ± 0.06
M8	10.86 ± 0.03	10.86 ± 0.02	10.98 ± 0.07	10.98 ± 0.07
M17	10.95 ± 0.02	10.99 ± 0.02	10.98 ± 0.03	11.01 ± 0.03
NGC 7635-A1	11.10 ± 0.32	11.09 ± 0.35	11.23 ± 0.51	11.21 ± 0.51
NGC 7635-A2	11.06 ± 0.07	11.00 ± 0.04	11.09 ± 0.08	11.03 ± 0.08
NGC 7635-A3	11.00 ± 0.06	10.95 ± 0.05	11.04 ± 0.08	10.99 ± 0.08
NGC 7635-A4	10.89 ± 0.09	10.89 ± 0.07	11.01 ± 0.15	11.01 ± 0.15
NGC 7635-A5	11.05 ± 0.12	11.05 ± 0.16	11.14 ± 0.20	11.15 ± 0.20
NGC 7635-A6	11.00 ± 0.13	10.99 ± 0.11	11.11 ± 0.22	11.09 ± 0.22
NGC 6888-A1	—	—	—	—
NGC 6888-A2	—	—	—	—
NGC 6888-A3	11.37 ± 0.15	11.33 ± 0.20	11.46 ± 0.21	11.42 ± 0.21
NGC 6888-A4	11.18 ± 0.06	11.22 ± 0.07	11.20 ± 0.07	11.24 ± 0.07
NGC 6888-A5	11.22 ± 0.03	11.23 ± 0.03	11.24 ± 0.04	11.25 ± 0.04
NGC 6888-A6	11.21 ± 0.04	11.22 ± 0.07	11.23 ± 0.05	11.24 ± 0.05
G2.4+1.4-A1	—	—	—	—
G2.4+1.4-A2	11.15 ± 0.12	11.17 ± 0.14	11.15 ± 0.11	11.17 ± 0.11
G2.4+1.4-A3	—	—	—	—
G2.4+1.4-A4	—	—	—	—
G2.4+1.4-A5	—	—	—	—
RCW52	11.09 ± 0.27	11.06 ± 0.26	11.24 ± 0.45	11.22 ± 0.45
RCW58	11.32 ± 0.08	11.32 ± 0.06	11.47 ± 0.17	11.48 ± 0.17
S308	11.23 ± 0.06	11.22 ± 0.04	11.23 ± 0.08	11.23 ± 0.08
NGC 2579	10.92 ± 0.04	11.01 ± 0.04	10.95 ± 0.05	11.04 ± 0.05
SH2-100	10.99 ± 0.04	11.02 ± 0.03	11.00 ± 0.05	11.03 ± 0.05
SH2-128	10.97 ± 0.03	11.00 ± 0.03	11.02 ± 0.04	11.05 ± 0.04
SH2-288	10.86 ± 0.07	10.87 ± 0.08	10.98 ± 0.14	10.98 ± 0.14

Tabla 4.2: Abundancia total de Helio en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$ para la muestra de nebulosas, asumiendo los ICF de Peimbert et al. (1992) y Peimbert & Torres-Peimbert (1977).

Objeto	Peimbert et al. 1992		Peimbert & Torres-Peimbert 1977	
	He	He	He	He
	(Singlete)	(Triplete)	(Singlete)	(Triplete)
SH2-127	10.87 ± 0.03	10.89 ± 0.03	11.02 ± 0.07	11.04 ± 0.07
SH2-212	11.00 ± 0.06	11.05 ± 0.05	11.07 ± 0.13	11.12 ± 0.13
SH2-83	10.92 ± 0.03	10.99 ± 0.03	10.93 ± 0.03	11.00 ± 0.03
SH2-209	10.88 ± 0.10	10.99 ± 0.07	10.92 ± 0.14	11.03 ± 0.14
SH2-298	11.25 ± 0.21	11.27 ± 0.12	11.25 ± 0.19	11.28 ± 0.19

Tabla 4.2: Abundancia total de Helio en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$ para la muestra de nebulosas, asumiendo los ICF de Peimbert et al. (1992) y Peimbert & Torres-Peimbert (1977). (Continuación).

Objeto	Zhang & Liu 2003		Kunth & Sargent 1983	
	He	He	He	He
	(Singlete)	(Triplete)	(Singlete)	(Triplete)
NGC 3576	10.94 ± 0.02	11.03 ± 0.08	10.96 ± 0.03	11.05 ± 0.03
Orión	10.95 ± 0.01	11.00 ± 0.05	10.97 ± 0.02	11.02 ± 0.06
S311	10.96 ± 0.03	10.97 ± 0.02	10.98 ± 0.04	10.98 ± 0.04
M16	10.95 ± 0.04	10.97 ± 0.04	10.97 ± 0.05	10.99 ± 0.05
M20	10.92 ± 0.03	10.90 ± 0.06	10.96 ± 0.05	10.94 ± 0.05
NGC 3603	10.93 ± 0.05	11.02 ± 0.03	10.93 ± 0.05	11.02 ± 0.05
M8	10.86 ± 0.03	10.86 ± 0.02	10.91 ± 0.04	10.91 ± 0.04
M17	10.96 ± 0.03	10.99 ± 0.02	10.97 ± 0.03	11.00 ± 0.03
NGC 7635-A1	11.10 ± 0.18	11.09 ± 0.21	10.97 ± 0.10	10.96 ± 0.10
NGC 7635-A2	11.06 ± 0.06	11.00 ± 0.04	11.07 ± 0.07	11.01 ± 0.07
NGC 7635-A3	11.00 ± 0.06	10.95 ± 0.05	11.02 ± 0.07	10.97 ± 0.07
NGC 7635-A4	10.89 ± 0.08	10.89 ± 0.06	10.92 ± 0.07	10.91 ± 0.07
NGC 7635-A5	11.05 ± 0.10	11.05 ± 0.14	11.03 ± 0.10	11.04 ± 0.10
NGC 7635-A6	11.01 ± 0.11	10.99 ± 0.09	10.99 ± 0.09	10.97 ± 0.09
NGC 6888-A1	—	—	—	—
NGC 6888-A2	—	—	—	—
NGC 6888-A3	11.37 ± 0.10	11.34 ± 0.15	11.27 ± 0.06	11.23 ± 0.06
NGC 6888-A4	11.18 ± 0.06	11.22 ± 0.07	11.19 ± 0.06	11.22 ± 0.06

Tabla 4.3: Abundancia total de Helio en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$ para la muestra de nebulosas, asumiendo los ICF de Zhang & Liu (2003) y Kunth & Sargent (1983).

Objeto	Zhang & Liu 2003		Kunth & Sargent 1983	
	He (Singlete)	He (Triplete)	He (Singlete)	He (Triplete)
NGC 6888-A5	11.22 ± 0.03	11.23 ± 0.03	11.23 ± 0.04	11.24 ± 0.04
NGC 6888-A6	11.21 ± 0.04	11.22 ± 0.07	11.22 ± 0.04	11.23 ± 0.04
G2.4+1.4-A1	—	—	10.86 ± 0.15	10.93 ± 0.15
G2.4+1.4-A2	11.29 ± 0.11	11.30 ± 0.13	11.06 ± 0.04	11.07 ± 0.04
G2.4+1.4-A3	—	—	—	—
G2.4+1.4-A4	—	—	11.01 ± 0.13	11.05 ± 0.13
G2.4+1.4-A5	—	—	10.93 ± 0.16	11.08 ± 0.16
RCW52	11.08 ± 0.18	11.06 ± 0.17	10.96 ± 0.15	10.94 ± 0.15
RCW58	11.32 ± 0.07	11.33 ± 0.05	11.34 ± 0.09	11.35 ± 0.09
S308	11.23 ± 0.06	11.23 ± 0.04	11.21 ± 0.06	11.21 ± 0.06
NGC 2579	10.92 ± 0.04	11.02 ± 0.04	10.93 ± 0.04	11.02 ± 0.04
SH2-100	11.00 ± 0.05	11.03 ± 0.03	10.98 ± 0.04	11.01 ± 0.04
SH2-128	10.97 ± 0.03	11.01 ± 0.03	10.97 ± 0.03	11.00 ± 0.03
SH2-288	10.86 ± 0.06	10.87 ± 0.07	10.87 ± 0.06	10.88 ± 0.06
SH2-127	10.87 ± 0.03	10.89 ± 0.03	10.91 ± 0.04	10.93 ± 0.04
SH2-212	11.00 ± 0.05	11.05 ± 0.04	11.01 ± 0.07	11.07 ± 0.07
SH2-83	10.93 ± 0.03	11.00 ± 0.03	10.91 ± 0.02	10.98 ± 0.02
SH2-209	10.89 ± 0.09	10.99 ± 0.07	10.86 ± 0.08	10.97 ± 0.08
SH2-298	11.26 ± 0.14	11.29 ± 0.05	11.01 ± 0.11	11.03 ± 0.11

Tabla 4.3: Abundancia total de Helio en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$ para la muestra de nebulosas, asumiendo los ICF de Zhang & Liu (2003) y Kunth & Sargent (1983). (Continuación).

Objeto	Peimbert et al. 1992		Peimbert & Torres-Peimbert 1977	
	He Promedio (Singlete)	He Promedio (Triplete)	He Promedio (Singlete)	He Promedio (Triplete)
NGC 7635	11.00 ± 0.06	10.96 ± 0.05	11.06 ± 0.04	11.02 ± 0.03
NGC 6888	11.21 ± 0.03	11.23 ± 0.01	11.23 ± 0.03	11.25 ± 0.02
G2.4+1.4	11.15 ± 0.12	11.17 ± 0.14	11.15 ± 0.11	11.17 ± 0.13

Tabla 4.4: Abundancia total promedio de Helio en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$ para los objetos con varias aperturas observadas, asumiendo los ICF de Peimbert et al. (1992) y Peimbert & Torres-Peimbert (1977).

Objeto	Zhang & Liu 2003		Kunth & Sargent 1983	
	He Promedio (Singlete)	He Promedio (Triplete)	He Promedio (Singlete)	He Promedio (Triplete)
NGC 7635	10.99 ± 0.06	10.96 ± 0.05	11.00 ± 0.05	10.97 ± 0.04
NGC 6888	11.22 ± 0.03	11.23 ± 0.02	11.22 ± 0.02	11.23 ± 0.01
G2.4+1.4	11.29 ± 0.11	11.30 ± 0.13	11.02 ± 0.06	11.02 ± 0.07

Tabla 4.5: Abundancia total promedio de Helio en unidades de $12+\log(\text{He}/\text{H})$ para los objetos con varias aperturas observadas, asumiendo los ICF de [Zhang & Liu \(2003\)](#) y [Kunth & Sargent \(1983\)](#).

Puede observarse que el ICF de [Peimbert & Torres-Peimbert \(1977\)](#) otorga valores mayores que el de [Peimbert et al. \(1992\)](#) en todos los casos. La diferencia entre ambas estimaciones consiste en que el primero mide el grado de ionización únicamente con azufre, mientras que el segundo considera además el estado de ionización del oxígeno. La relación entre ambas estimaciones del grado de ionización no siempre es sencilla, siendo dependiente de la densidad y temperatura electrónica. Los ICF de [Peimbert et al. \(1992\)](#) y [Zhang & Liu \(2003\)](#) prácticamente proporcionan los mismos valores. Esto es debido a que la cantidad de S^{3+} en las regiones de la muestra es pequeña en casi todos los casos. La comparación entre los ICF de [Peimbert et al. \(1992\)](#) y [Kunth & Sargent \(1983\)](#) muestra de nuevo que los esquemas basados en el grado de ionización del oxígeno proporcionan valores mayores que aquellos basados exclusivamente en el estado de ionización del azufre.

En las figuras (4.3) y (4.4) se presentan las distribuciones radiales de la abundancia de helio en la galaxia, usando líneas singlete para la determinación de He^+ , mientras que en las figuras (4.5) y (4.6), se usan las de triplete. NGC 7635, NGC 6888, G2.4+1.4, RCW52, RCW58, S308 y SH2-298 no fueron considerados para el ajuste. Los objetos mencionados, asociados a estrellas O evolucionadas o Wolf-Rayet (WR), presentan un evidente enriquecimiento de helio. Tampoco fueron considerados aquellos objetos cuyo ICF sobrepasara el valor de 1.2, dada la mayor incertidumbre del cociente de He/H en esos casos.

La tabla 4.6 muestra los parámetros de los ajustes de cada una de las distribuciones radiales de He/H . Se realizó un promedio de los valores de ICF otorgados las relaciones de [Peimbert et al. \(1992\)](#), [Peimbert & Torres-Peimbert \(1977\)](#) y [Kunth & Sargent \(1983\)](#). A partir de este promedio se elaboró la figura (4.7). Debido a la similitud de (3.3) y (3.4) en el caso de las regiones HII usadas

(véase (4.1)), se decidió excluir la relación propuesta por Zhang & Liu (2003) del promedio. Esto previene un sobrepeso de los ICF basados en el potencial de ionización del azufre sobre los demás. La figura (4.7) únicamente tomó en cuenta valores de niveles singlete, menos afectados colisionales y autoabsorción. Los parámetros del ajuste de esta última figura se muestra en la parte inferior de la tabla 4.6.

ICF	Líneas usadas	Ajuste	R^2
Peimbert et al. (1992)	Singletes	$-0.0021 (\pm 0.0035) R_G$ $+ (10.95 \pm 0.04)$	0.03
	Tripletes	$0.0013 (\pm 0.0047) R_G$ $+ (10.96 \pm 0.05)$	0.01
Peimbert & Torres-Peimbert 1977	Singletes	$-0.0054 (\pm 0.0044) R_G$ $+ (11.01 \pm 0.05)$	0.33
	Tripletes	$-0.0039 (\pm 0.0041) R_G$ $+ (11.07 \pm 0.04)$	0.23
Zhang & Liu (2003)	Singletes	$-0.0016 (\pm 0.0036) R_G$ $+ (10.95 \pm 0.04)$	0.02
	Tripletes	$0.0018 (\pm 0.0048) R_G$ $+ (10.95 \pm 0.05)$	0.01
Kunth & Sargent (1983)	Singletes	$-0.0043 (\pm 0.0045) R_G$ $+ (10.99 \pm 0.05)$	0.13
	Tripletes	$-0.0026 (\pm 0.0032) R_G$ $+ (11.04 \pm 0.04)$	0.10
Promedio	Singletes	$-0.0034 (\pm 0.0044) R_G$ $+ (11.00 \pm 0.05)$	0.09

Tabla 4.6: Parámetros de los ajustes lineales asociados a la distribución radial de la abundancia de helio en la Vía Láctea. En el promedio está considerado el ajuste de la distribución radial de helio obtenido con la media de los ICF de Peimbert et al. (1992), Peimbert & Torres-Peimbert (1977) y Kunth & Sargent (1983) y la abundancia promedio de helio de las líneas singlete.

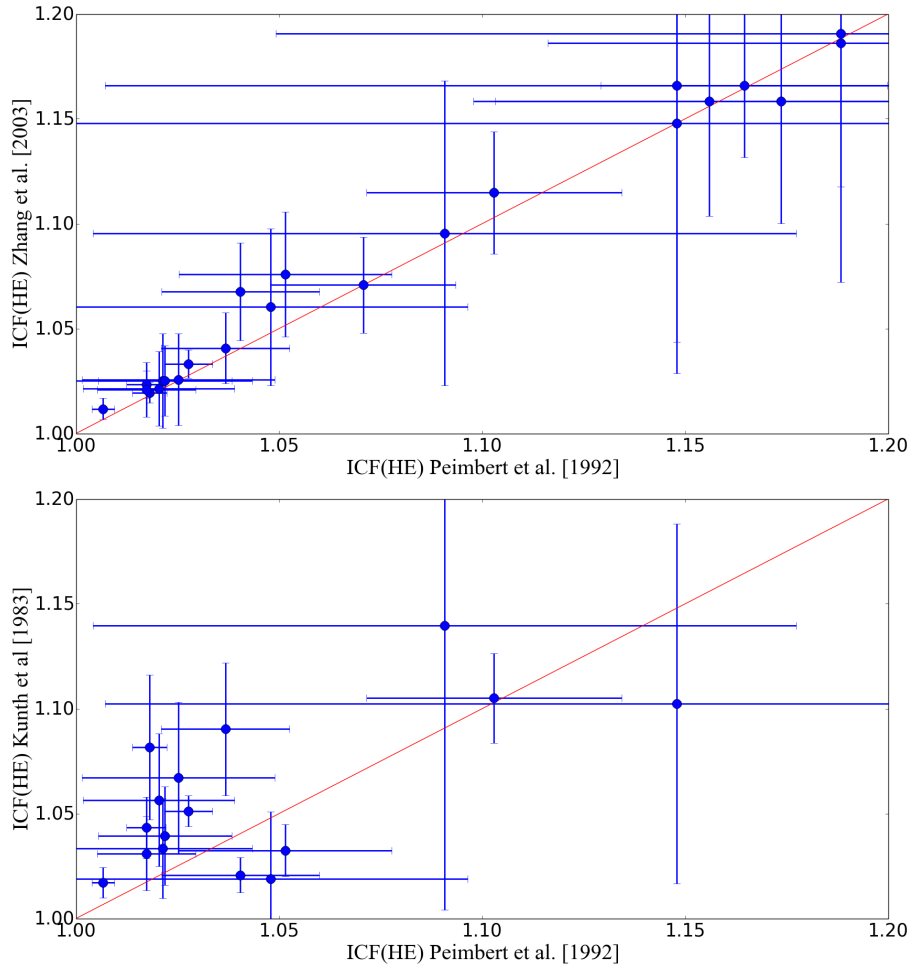


Figura 4.1: Comparación de ICF restringidos para objetos con valores ≤ 1.2 . Arriba: Zhang & Liu (2003) vs Peimbert et al. (1992). Abajo: Kunth & Sargent (1983) vs Peimbert et al. (1992).

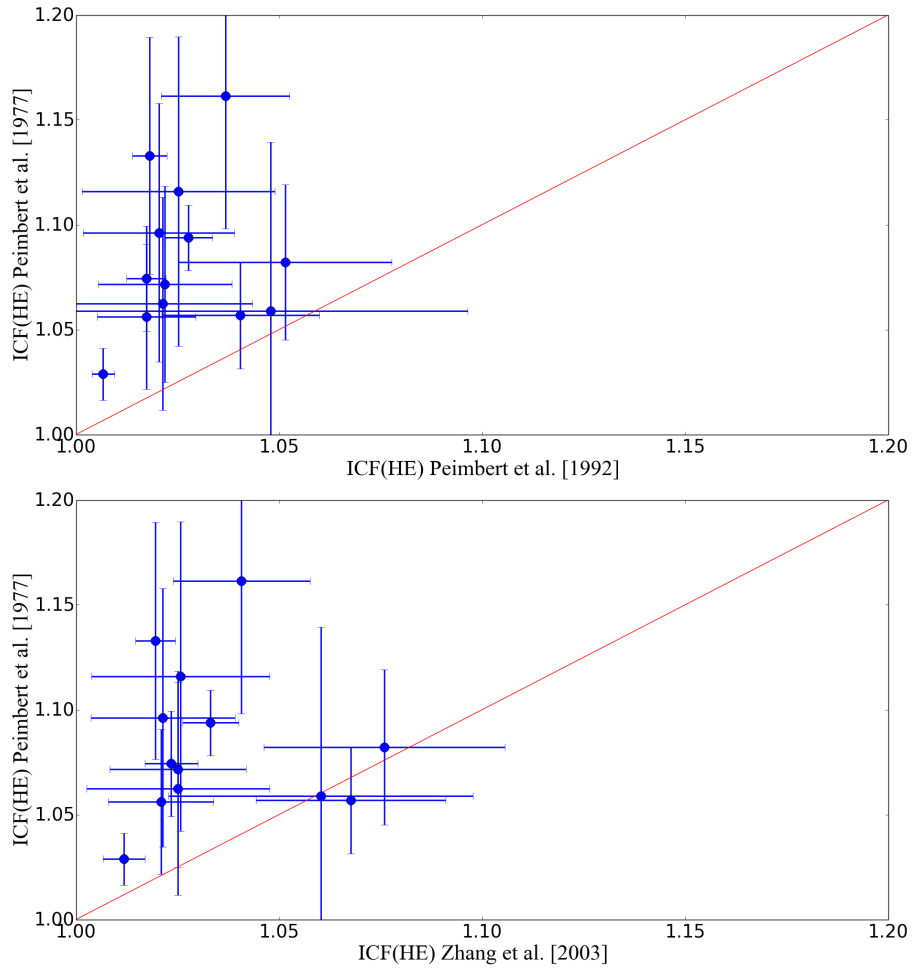


Figura 4.2: Comparación de ICF restringidos para objetos con valores ≤ 1.2 . Arriba: Peimbert & Torres-Peimbert (1977) vs Peimbert et al. (1992). Abajo: Peimbert & Torres-Peimbert (1977) vs Zhang & Liu (2003).

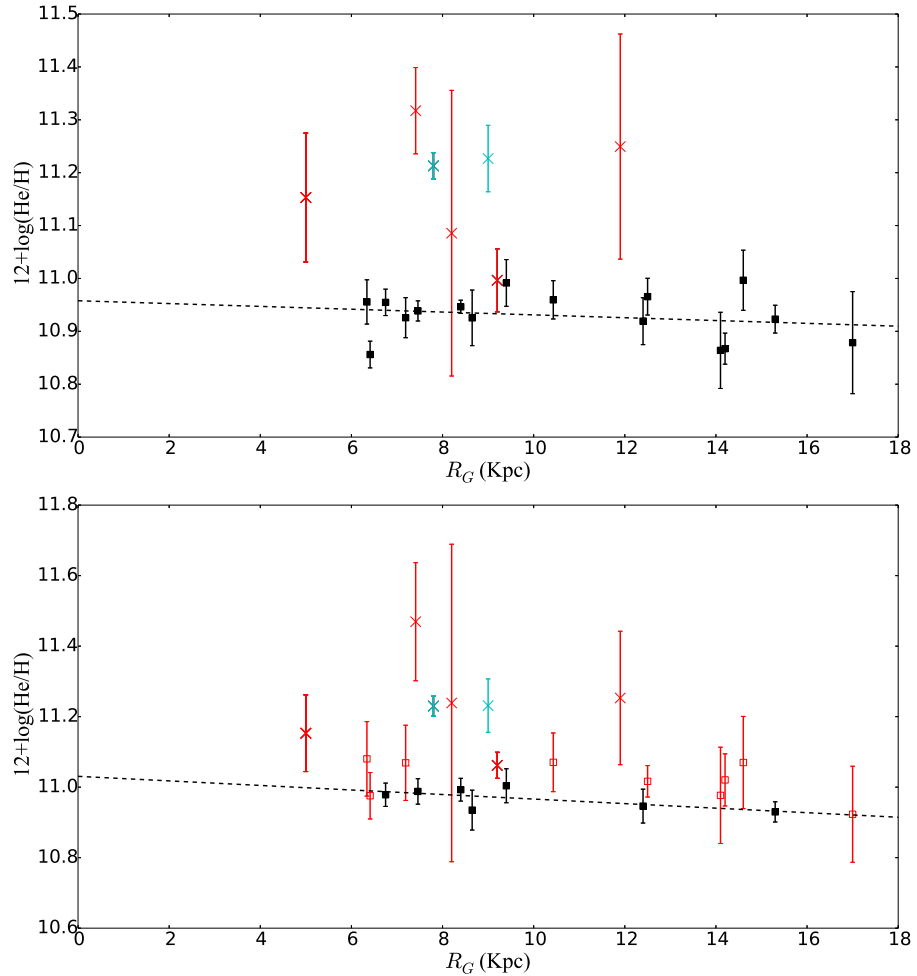


Figura 4.3: Distribución radial de la abundancia total de helio usando solo líneas singlete en su determinación. Arriba: usando ICF de Peimbert et al. (1992). Abajo: usando ICF de Peimbert & Torres-Peimbert (1977). Los símbolos en rojo muestran $ICF > 1.2$ y no fueron tomados en cuenta. Los valores con símbolo de cruz son nebulosas anulares asociadas a estrellas masivas evolucionadas (Esteban et al., 2016) y pueden contener sobreabundancias de helio, por lo que tampoco se usaron para el ajuste. El ajuste se ha realizado con el resto de objetos, siendo representados por cuadros negros.

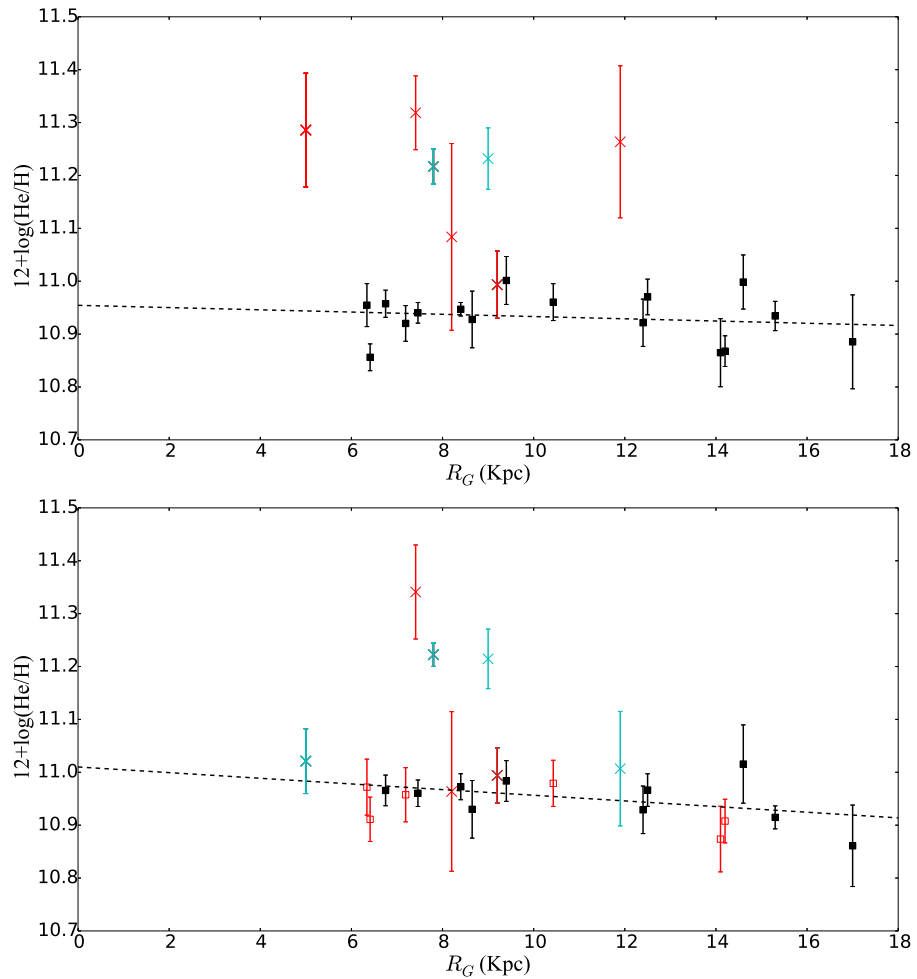


Figura 4.4: Distribución radial de la abundancia total de helio usando solo líneas simplete en su determinación. Arriba: usando ICF de [Zhang & Liu \(2003\)](#). Abajo: usando ICF de [Kunth & Sargent \(1983\)](#). Misma simbología que en la figura (4.3).

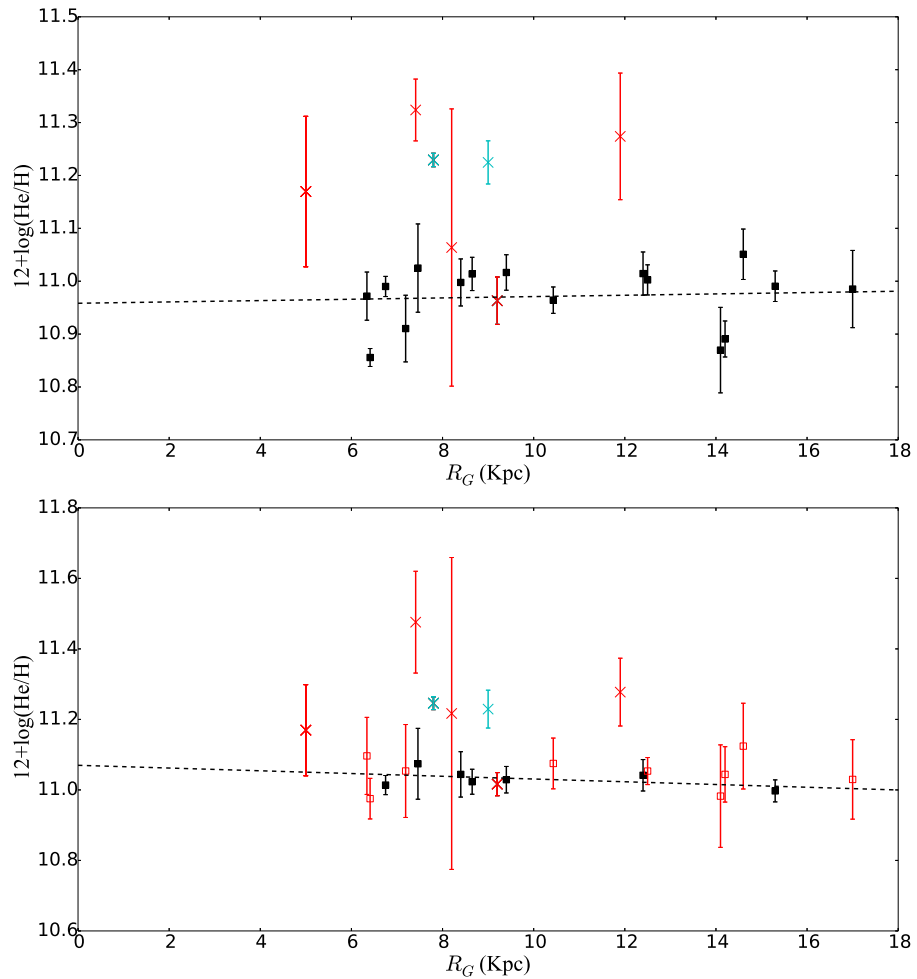


Figura 4.5: Distribución radial de la abundancia total de helio usando solo líneas triplete en su determinación. Arriba: usando ICF de Peimbert et al. (1992). Abajo: usando ICF de Peimbert & Torres-Peimbert (1977). Misma simbología que en la figura (4.3).

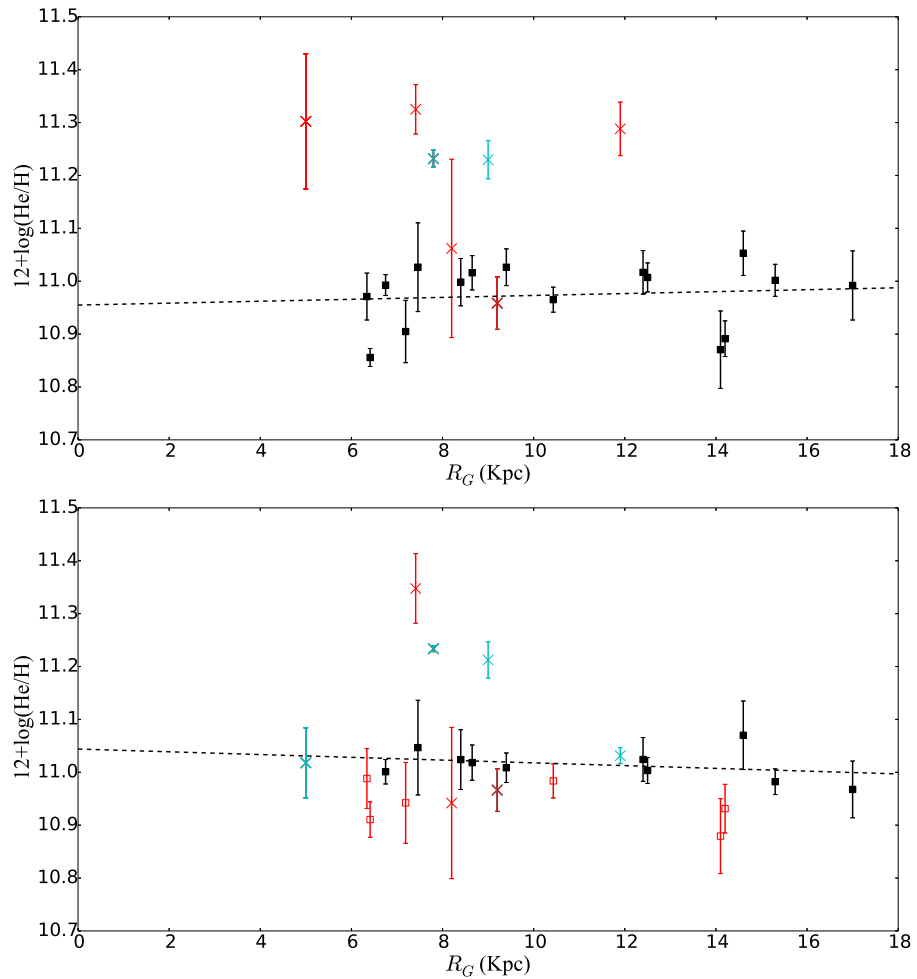


Figura 4.6: Distribución radial de la abundancia total de helio usando solo líneas triplete en su determinación. Arriba: usando ICF de [Zhang & Liu \(2003\)](#). Abajo: usando ICF de [Kunth & Sargent \(1983\)](#). Misma simbología que en la figura (4.3).

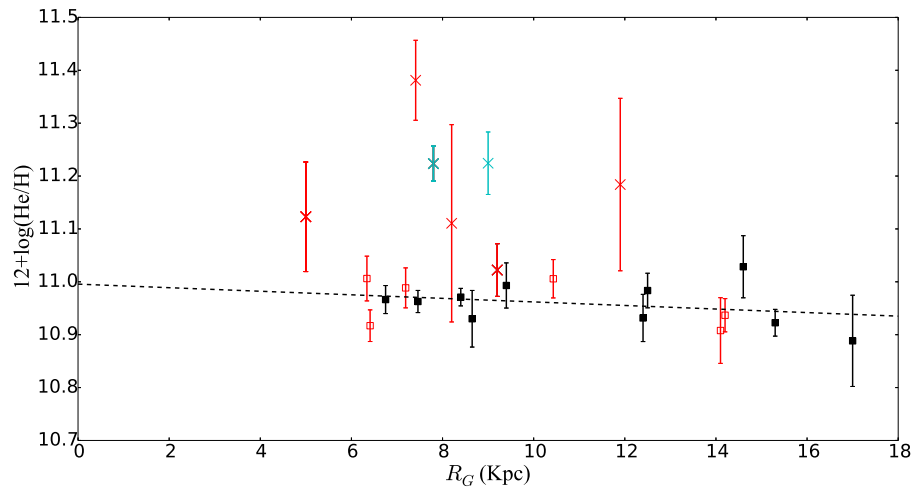


Figura 4.7: Distribución radial de la abundancia total de helio usando solo líneas singlete en su determinación. La estimación de He^0/H^+ en cada uno de los objetos se realizó con el promedio de los ICF presentados por [Peimbert et al. \(1992\)](#), [Peimbert & Torres-Peimbert \(1977\)](#) y [Kunth & Sargent \(1983\)](#). Misma simbología que en la figura (4.3).

Capítulo 5

Discusión

Línea a línea, como se refleja en la figura (3.2), la abundancia ionica de He^+ es, generalmente, mayor cuando se obtiene con líneas triplete. La tabla 4.1 muestra que, a excepción de cinco objetos, la tendencia descrita se conserva en toda la muestra. Los casos excepcionales son M20, M8, RCW52, NGC 7635 y S308.

En el caso de M20, la línea $\lambda 4121$ presenta una abundancia abruptamente baja, lo que genera que el promedio general en los tripletes baje. Se ha considerado su abundancia, a pesar de todo, pues el error en la intensidad de la línea es de solo 25 %. En el caso de M8, la línea $\lambda 4713$ rompe la tendencia del resto de los tripletes. La incertidumbre en la intensidad de esta línea es baja, por lo que tiene un gran peso en el promedio general, de acuerdo con (3.1). En los casos de RCW52 y S308, la cantidad de líneas detectadas es muy baja. En el caso concreto de S308, solo fue posible usar $\lambda 5876$ y $\lambda 6678$. En esta nebulosa, la cantidad de líneas observadas no es suficiente para poder percibir con claridad una tendencia. En NGC 7635, la diferencia entre los singletes y tripletes varía en las distintas zonas observadas.

La diferencia entre abundancias obtenidas con tripletes y singletes tiene su origen en los mecanismos físicos que modifican la intensidad de las líneas. Estos procesos no siempre son sencillos de considerar. La autoabsorción, la superposición (*line blending*) y los efectos colisionales son algunos ejemplos y tienen repercusiones importantes.

Del total de las recombinaciones a niveles excitados del helio, generalmente tres cuartas partes llegan a estados triplete y el resto a niveles singlete (Osterbrock & Ferland, 2006). La estructura de los niveles de He I se muestra en la figura

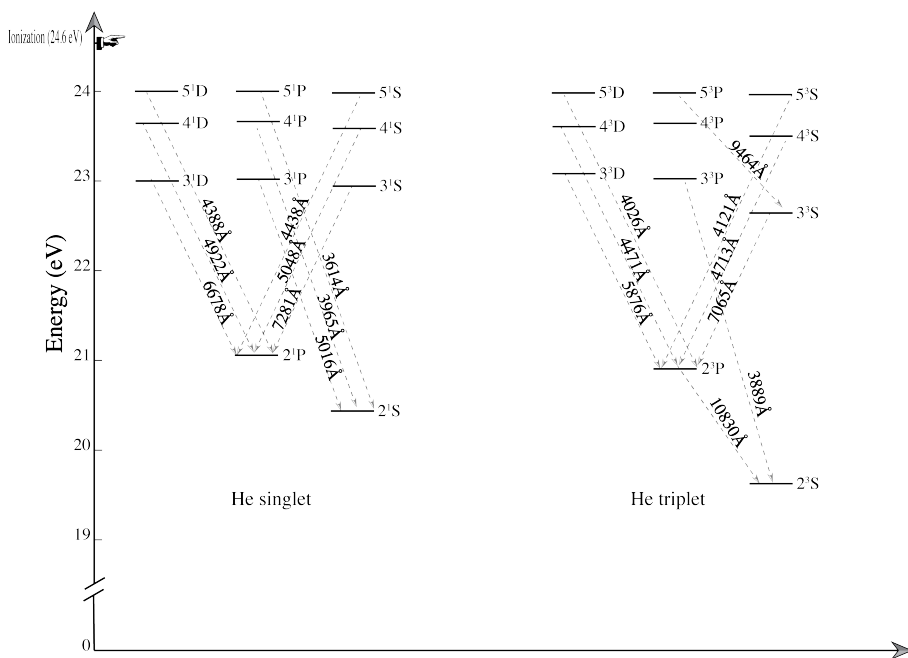


Figura 5.1: Diagrama de Grotrian de las líneas de estado singlete y triplete usadas para el cálculo de abundancias de He⁺.

(5.1) para ambos estados de espín.

El nivel 2^3S es metaestable, por lo que en la mayoría de las condiciones nebulares, los efectos colisionales son importantes al momento de poblar los niveles superiores (Ferland, 1986). Este mecanismo afecta principalmente a las líneas $\lambda 3889$, $\lambda 4026$, $\lambda 4471$, $\lambda 5876$ y $\lambda 7065$. Por ejemplo, la intensidad de la línea $\lambda 3889$ puede verse afectada por las transiciones de los niveles 4^3S , 4^3D , 5^3S y 5^3D , poblados previamente por excitaciones colisionales. También repercuten las excitaciones colisionales directas al nivel 3^3P desde el nivel 2^3S . La contribución desde este nivel hace que los niveles triplete tengan efectos colisionales más notorios que los niveles singlete, cuyas líneas $\lambda 4922$, $\lambda 5016$, $\lambda 6678$ y $\lambda 7281$ también podrían contener contribuciones colisionales de menor importancia.

La contribución de los efectos colisionales es proporcional a H^0/H^+ (Peimbert et al., 2003), y depende fuertemente de la densidad y la temperatura electrónica. Existen diversos estudios (Clegg (1987), Kingdon & Ferland (1995) por

ejemplo) que han estimado expresiones para calcular correcciones de efectos colisionales.

Otro mecanismo importante es la superposición con la emisión de otras líneas. $\lambda 3889$ está mezclada con la línea H8 del hidrógeno. Para corregir de este efecto, es necesario sustraer las intensidades teóricas de las líneas de H^+ .

Uno de los efectos más complicados de considerar en el cálculo He^+/H^+ es la autoabsorción. Debido a la metaestabilidad del nivel 2^3S , las líneas que resultan de transiciones a dicho nivel suelen tener profundidades ópticas grandes (Kingdon & Ferland, 1995). De nueva cuenta, la línea $\lambda 3889$ puede verse afectada, al ser absorbida y reemitida por el gas, en algún momento puede decaer en una línea de $4.3\mu m$ mas una de $\lambda 7065$ (Kingdon & Ferland, 1995). Esto aumenta la intensidad de $\lambda 7065$ y disminuye la de $\lambda 3889$. Efectos similares ocurrirán con las líneas $\lambda 4471$ y $\lambda 5876$. Para la corrección de estos efectos, es necesario estimar la profundidad óptica de la línea τ (3889), lo cual puede ser complicado. A pesar de que la autoabsorción puede ocurrir también con algunas líneas singlete, por ejemplo $\lambda 7281$, las contribuciones son menores.

Las líneas más afectadas por estos efectos son $\lambda 3889$ y $\lambda 7065$, por lo que no fueron incluidas en el análisis. Las líneas $\lambda 7281$ y $\lambda 9464$ también se omitieron para evitar problemas con la autoabsorción y superposición con líneas de cielo. Los coeficientes de recombinación efectivos calculados por Porter et al. (2013) incluye correcciones a los efectos colisionales. De esta manera, el cálculo de la abundancia iónica puede obtenerse de manera simple con la relación (2.9). Sin embargo, los efectos de autoabsorción varían de región a región ya que su importancia es proporcional a la profundidad óptica de las líneas involucradas.

Es muy frecuente encontrar en la literatura la estimación de la abundancia de He^+ usando las líneas $\lambda 4471$, $\lambda 6678$ y $\lambda 5876$, promediadas con pesos 1, 1 y 3, respectivamente. La figura (5.2) se obtiene analizando el comportamiento específico de la línea $\lambda 5876$ de la configuración triplete, en la muestra de objetos estudiados. En esta figura es notable que la mayoría de las nebulosas de la muestra presentan abundancias mayores con $\lambda 5876$ que con el promedio de los singletes, sin una dependencia evidente de T_e o n_e .

Tras observar el mapa del cociente de emisividades teóricas de $\lambda 5876$ y H_β (figura (5.3)), es notorio que $\epsilon_{H\beta}/\epsilon_{5876}$ permanece sin grandes cambios en la zona donde las diferencias mostradas en (5.2) son mayores. Considerando, además, que la diferencia llega a ser de hasta casi un factor 2 y que los errores observacionales han sido estimados con cuidado, es plausible decir que las diferencias observadas son producidas por efecto de la autoabsorción. En efecto, es cono-

cido que dicho fenómeno puede cambiar la intensidad de la línea $\lambda 5876$, con respecto de la emisión por recombinación pura, pero generalmente se consideran cambios menores (Izotov & Thuan, 1998). En nuestro caso, de haber considerado el promedio 1,1,3, habitual para el cálculo del He^+ , se habría tenido una sobre estimación de la abundancia con respecto de los singletes.

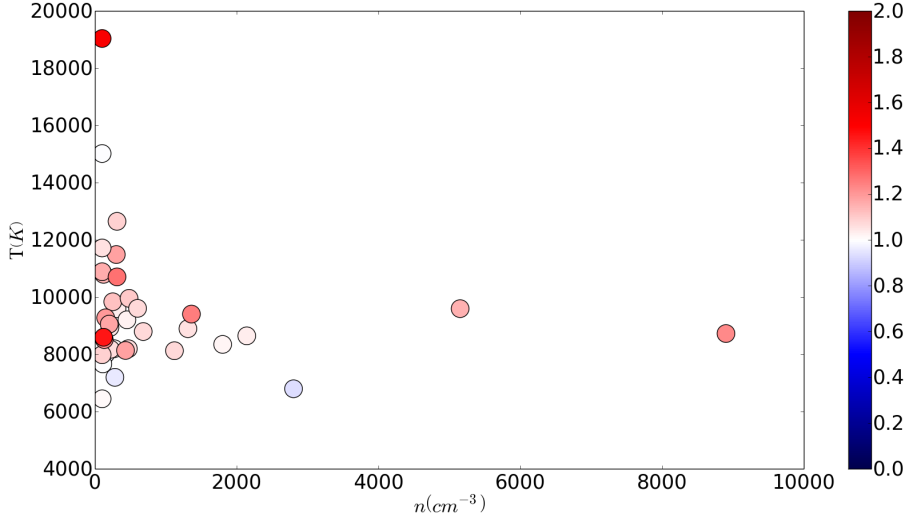


Figura 5.2: Mapa comparativo de la abundancia de He^+ . Esta figura representa el cociente de la abundancia obtenida mediante la línea de estado triplete $\lambda 5876$ y el promedio de la abundancia que se obtiene con las líneas del estado singlete. Cada uno de los círculos representa objetos de la muestra.

Para explicar los resultados relativos a la distribución del helio en la galaxia, es necesario analizar, además de la configuración de los estados de He I , la base física de las estimaciones de He^0 .

Los ICF que se basan únicamente en el azufre, se sostienen en que el potencial de He^0 , 24.6 eV, es similar al de S^+ , 23.4 eV, por lo cual asumen que $\frac{n(\text{He}^0)}{n(\text{He}^+)} \approx \frac{n(\text{S}^+)}{n(\text{S}^{++})}$.

Una manera más sofisticada de proceder es considerar (5.1) (Peimbert & Torres-Peimbert, 1977)

$$\frac{n(\text{O}^+)}{n(\text{O})} \geq \frac{n(\text{He}^0)}{n(\text{H}^+)} \geq \frac{n(\text{S}^+)}{n(\text{S})}. \quad (5.1)$$

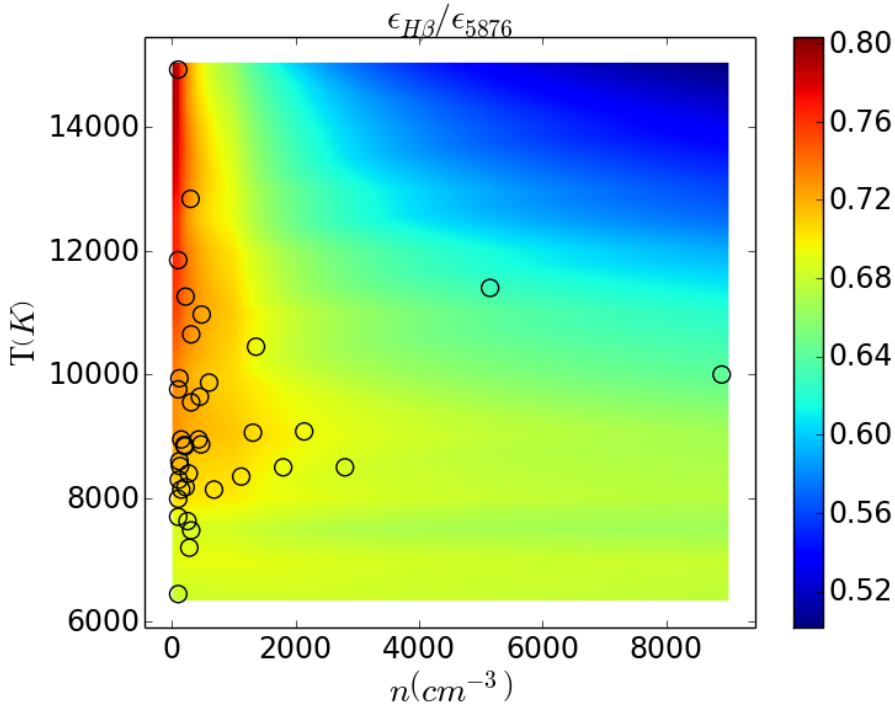


Figura 5.3: Mapa del cociente de los parámetros atómicos para la determinación de la abundancia de He^+ con la línea $\lambda 5876$ mediante la ecuación (2.9). La posición de los objetos de la muestra están representados con círculos vacíos. La escala para densidad y temperatura es igual a la mostrada en la figura (5.2).

Lo que se considera también en (3.6). Sin embargo, este ICF tiene el inconveniente de ser dependiente del modelo de densidad usado y puede no ser óptimo al extrapolarse en regiones que difieran mucho de la distribución de densidad de la Nebulosa de Orión, objeto para el que fue construido (Peimbert & Torres-Peimbert, 1977). Por otro lado, los ICF basados únicamente en el oxígeno toman solo la cota superior de (5.1), lo que podría no ser adecuado.

En las gráficas relativas a la distribución de helio en la galaxia, únicamente se usaron objetos cuyo ICF no sobrepasara el valor de 1.2. Este umbral fue considerado para minimizar, la contribución del ICF a la incertidumbre final y tener suficiente cantidad de puntos a la hora de realizar el ajuste.

Diversos autores han considerado usar al parámetro de ionización $\eta = (O^+/O^{++}) / (S^+/S^{++})$ (Vilchez & Pagel, 1988) para estimar el umbral a partir del cual se puede despreciar la aportación de He^0 en las regiones observadas. A pesar de que la relación entre $\log(\eta)$ y $1/T_{eff}$ es lineal (Vilchez & Pagel, 1988), las incertidumbres observacionales asociadas a dicho parámetro son generalmente grandes, pues son el resultado de la propagación de las incertidumbres de cuatro determinaciones de abundancias iónicas. Por lo que en este trabajo se prescindió de su uso.

Es notorio que en las figuras (4.3) y (4.4) que se basan únicamente en líneas simplete, menos afectadas por autoabsorción y colisiones, tienen pendientes negativas, independientemente del ICF usado. Por otro lado, (4.5) y (4.6) muestran que la tendencia depende del ICF usado: aquellos basados únicamente en el estado de ionización del azufre, muestran pendientes positivas mientras que aquellos basados parcial o totalmente en el estado de ionización del oxígeno, muestran una pendiente negativa.

El hecho de que la fracción de helio creado posteriormente a la Gran Explosión respecto al primordial sea pequeña, dificulta la determinación de un posible gradiente del mismo. En efecto, los procesos de enriquecimiento de helio, que son muchos, afectarán de alguna manera su distribución radial. Estudios previos sobre la distribución de He/H en la galaxia, en comparación a este Trabajo de Fin de Máster, han considerado una menor cantidad de objetos y generalmente con espectros de menor calidad (Peimbert et al. (1978), Talent & Dufour (1979), Shaver et al. (1983)). En todos estos estudios, se consideraron las contribuciones de los niveles triplete, en particular de la línea $\lambda 5876$, una de las más brillantes y cuya diferencia con las determinaciones de los simpletes ya ha sido discutida. En el caso particular de Talent & Dufour (1979), $\lambda 5876$ fue la única línea considerada en todas las determinaciones de He^+/H^+ . Adicionalmente, todos los estudios anteriores solo consideraban un modelo de ICF.

Monreal-Ibero et al. (2013) ha realizado un estudio de la distribución de helio en la región HII dominante de la galaxia enana compacta azul NGC 5253, analizando el comportamiento de algunas líneas simplete y triplete. Aunque la cantidad de líneas consideradas para las determinaciones de He^+/H^+ , fue menor con respecto de las analizadas en este trabajo, también se usaron los ICF de Peimbert & Torres-Peimbert (1977) y Kunth & Sargent (1983) para la estimación de He^0/H^+ . Este estudio ha encontrado incertidumbres importantes en las pendientes de los ajustes de las distribuciones, acorde más a una distribución plana que a un gradiente, algo esperable para una galaxia enana.

Capítulo 6

Conclusiones

Después de estudiar la muestra de 37 espectros de 23 regiones HII, se pueden resumir las principales conclusiones de la siguiente manera:

1. Las líneas singlete $\lambda 3614$, $\lambda 3965$, $\lambda 4388$, $\lambda 4438$, $\lambda 4922$, $\lambda 5016$, $\lambda 5048$ y $\lambda 6678$ proporcionan, en promedio, valores menores en la abundancia de He^+ que las líneas $\lambda 4026$, $\lambda 4121$, $\lambda 4471$, $\lambda 4713$ y $\lambda 5876$ de la configuración triplete. Ya que los coeficientes de recombinación efectivos utilizados ([Porter et al., 2013](#)) incluyen correcciones a los procesos colisionales, el mayor contribuyente a estas diferencias deben ser los procesos de auto-absorción. Las líneas $\lambda 3889$ y $\lambda 7065$ estaban notoriamente afectadas por este mecanismo en todos los espectros.
2. La distribución radial de la abundancia de helio, para los casos donde se usaron líneas singlete para la determinación de He^+/H^+ , tienen pendientes negativas, independientemente del ICF usado. En los casos donde se consideran las líneas tripletes, la tendencia es dependiente del ICF. Esto pareciera reflejar un gradiente en la abundancia de helio en la Vía Láctea. Sin embargo, el ajuste lineal en todos los casos contiene valores de pendiente y errores asociados concordantes, también, con una distribución plana.
3. Los ICF basados solamente en el estado de ionización del azufre tienen comportamientos algo distintos a los que consideran también al estado de ionización del oxígeno. Estos últimos, considero, son más apropiados para usarse, ya que la determinación de la abundancia de los iones de azufre no siempre es tarea sencilla. Sin embargo, los ICF que consideran el estado de ionización de ambos elementos, cargan con la propagación de una mayor cantidad de errores, por lo que las incertidumbres aumentan.

4. Las regiones ionizadas, asociadas a estrellas tipo O evolucionadas y Wolf-Rayet (Esteban et al. (2016), Esteban et al. (2017)) están enriquecidas en helio. Esto es notorio en cada una de las gráficas (4.3), (4.4), (4.5) y (4.6). RCW52 es un caso particular: debido a la gran divergencia entre los valores de He obtenido con los distintos ICF, es posible que las abundancias iónicas de S y O no estén bien determinadas, consecuencia de una inadecuada estimación de las condiciones físicas de densidad y temperatura.

Bibliografía

- Cepa J., 2007, *Cosmología Física*. (Akal/Astronomía), Akal, Madrid
- Clegg R. E. S., 1987, *MNRAS*, **229**, 31P
- Esteban C., García-Rojas J., 2018, *MNRAS*, **478**, 2315
- Esteban C., Peimbert M., García-Rojas J., Ruiz M. T., Peimbert A., Rodríguez M., 2004, *MNRAS*, **355**, 229
- Esteban C., García-Rojas J., Peimbert M., Peimbert A., Ruiz M. T., Rodríguez M., Carigi L., 2005, *ApJ*, **618**, L95
- Esteban C., Carigi L., Copetti M. V. F., García-Rojas J., Mesa-Delgado A., Castañeda H. O., Péquignot D., 2013, *MNRAS*, **433**, 382
- Esteban C., Mesa-Delgado A., Morisset C., García-Rojas J., 2016, *MNRAS*, **460**, 4038
- Esteban C., Fang X., García-Rojas J., Toribio San Cipriano L., 2017, *MNRAS*, **471**, 987
- Ferland G. J., 1986, *ApJ*, **310**, L67
- Fernández-Martín A., Pérez-Montero E., Vílchez J. M., Mampaso A., 2017, *A&A*, **597**, A84
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert M., Rodríguez M., Ruiz M. T., Peimbert A., 2004, *ApJS*, **153**, 501
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert A., Peimbert M., Rodríguez M., Ruiz M. T., 2005, *MNRAS*, **362**, 301
- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert M., Costado M. T., Rodríguez M., Peimbert A., Ruiz M. T., 2006, *MNRAS*, **368**, 253

- García-Rojas J., Esteban C., Peimbert A., Rodríguez M., Peimbert M., Ruiz M. T., 2007, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, **43**, 3
- Gummersbach C. A., Kaufer A., Schaefer D. R., Szeifert T., Wolf B., 1998, *A&A*, **338**, 881
- Izotov Y. I., Thuan T. X., 1998, *ApJ*, **500**, 188
- Karttunen H., Krüger P., Oja H., Poutanen M., Donner K. J., eds, 2007, *Fundamental Astronomy*
- Kingdon J., Ferland G. J., 1995, *ApJ*, **442**, 714
- Kunth D., Sargent W. L. W., 1983, *ApJ*, **273**, 81
- Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A., 2015, *A&A*, **573**, A42
- Monreal-Ibero A., Walsh J. R., Westmoquette M. S., Vílchez J. M., 2013, *A&A*, **553**, A57
- Osterbrock D. E., Ferland G. J., 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*
- Peimbert M., 1967, *ApJ*, **150**, 825
- Peimbert M., Costero R., 1969, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, **5**, 3
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., 1977, *MNRAS*, **179**, 217
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., Rayo J. F., 1978, *ApJ*, **220**, 516
- Peimbert M., Torres-Peimbert S., Ruiz M. T., 1992, *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.*, **24**, 155
- Peimbert M., Peimbert A., Luridiana V., Ruiz M. T., 2003, in Perez E., Gonzalez Delgado R. M., Tenorio-Tagle G., eds, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 297, Star Formation Through Time*. p. 81 ([arXiv:astro-ph/0211497](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0211497))
- Porter R. L., Ferland G. J., Storey P. J., Detisch M. J., 2013, *MNRAS*, **433**, L89
- Shaver P. A., McGee R. X., Newton L. M., Danks A. C., Pottasch S. R., 1983, *MNRAS*, **204**, 53
- Stasińska G., 1978, *A&A*, **66**, 257

Talent D. L., Dufour R. J., 1979, [ApJ](#), **233**, 888

Vilchez J. M., Pagel B. E. J., 1988, [MNRAS](#), **231**, 257

Zhang Y., Liu X.-W., 2003, [A&A](#), **404**, 545